www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

JAARGANG 23, 1961, no. 5 blz. 133-168 Verschenen 16 augustus 1961

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELEND TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUKTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

EEN EXPERIMENTEEL FLUORESCENTIESCHERM IN DIRECTZICHTBUIZEN VOOR KLEURENTELEVISIE

door R. R. BATHELT *) en G. A. W. VERMEULEN *).

535.371.07:621.397.62:621.397.132

Het scherm van directzichtbuizen voor kleurentelevisie bestaat uit een rood, een groen en een blauw fluorescerende fosfor. Tot dusverre gebruikte men hiervoor resp. een fosfaat, een silicaat en een sulfide. Een ernstig nadeel van de fosfaat- en de silicaatfosfor is dat zij vrij lang nalichten. Bekend is dat er een rood en een groen lichtend sulfide bestaan die aanzienlijk korter nalichten, maar hun gebruik stuitte af op de moeilijkheid, ze op het buisvenster aan te brengen. Methodes daartoe zijn bij Philips al sinds 1957 in studie. Onderstaand artikel beschrijft een techniek die weliswaar nog experimenteel genoemd moet worden, maar die voor het maken van directzicht-kleurenbuizen met drie sulfidefosforen goede vooruitzichten biedt.

De grondslagen van de kleurentelevisie zijn in dit tijdschrift al eens behandeld [1]). In het kort gezegd, komt het erop neer dat van de scène in de studio de camera drie deelbeelden in de grondkleuren rood, groen en blauw maakt en dat men de drie aldus verkregen videosignalen (resp. R, G en B), na ze op een bepaalde manier te hebben gecodeerd, moduleert op een draaggolf, die wordt uitgezonden; in de ontvanger staan na decodering drie overeenkomstige videosignalen R, G en B ter beschikking, en het is de taak van de weergeefinrichting, resp. een rode, een groene en een blauwe lichtbron volgens deze signalen te moduleren.

Een hiervoor ontwikkeld systeem is de reeds beschreven kleurenprojector [2]) met drie projectiebuizen die voorzien zijn van resp. een rood, een groen en een blauw lichtende fosfor en die resp. door het signaal R, G en B worden bestuurd. Aldus ontstaan een rood, een groen en een blauw beeld, en deze beelden worden door middel van een projectieoptiek vergroot en nauwkeurig samenvallend op een scherm geprojecteerd.

Hoewel dit systeem ook kan worden toegepast voor kleinere beelden, zijn voor gebruik in de huiskamer ontvangers met een directzicht-kleurenbuis te prefereren.

Directzicht-kleurenbuizen

Er bestaan verschillende types directzicht-kleurenbuizen. Deze hebben gemeen dat hun taak is, door middel van de signalen R, G en B een volledig kleurenbeeld op een fluorescentiescherm te doen ontstaan. Het zijn als het ware drie gewone beeldbuizen — echter ieder met een fluorescentiescherm in een verschillende grondkleur — in elkaar gebouwd.

Zoals bij alle katodestraalbuizen, bevindt het fluorescentiescherm zich in het vacuüm. Het bestaat uit een groot aantal kleurelementen (bij de straks te bespreken schaduwmaskerbuis zijn het er enige honderdduizenden), die in een regelmatig patroon op het buisvenster zijn aangebracht. Elk kleurelement bestaat uit een drietal, in een bepaalde geometrische configuratie aangebrachte, fosforelementen, die onder elektronenbombardement elk in een verschillende grondkleur fluoresceren. De vorm van de fosforelementen kan zeer uiteenlopen: de fosforen kunnen aangebracht zijn volgens evenwijdige lijnen in de volgorde rood - groen - blauw -

*) Hoofdindustriegroep Elektronenbuizen, Eindhoven.

[1]) F. W. de Vrijer, Grondslagen van de kleurentelevisie, Philips techn. T. **19**, 80-91, 1957.

[2]) T. Poorter en F. W. de Vrijer, Het weergeven van kleurentelevisiebeelden door middel van projectie, Philips techn. T. **19**, 353-370, 1957.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

rood - groen - blauw - enz., maar meestal werkt men met puntvormige fosforelementen waarvan er telkens een rood, een groen en een blauw aan elkaar grenzen. De afmetingen en de steek van de kleurelementen moeten zo klein zijn dat het oog op de normale kijkafstand deze structuur niet meer kan onderscheiden en dus alleen een mengsel van het door de fosforelementen geëmitteerde licht ziet (vgl. kleurendruk).

Overeenkomstig de ogenblikswaarden van de signalen R, G en B moeten de fosforelementen beschoten worden met elektronen. Dit kan op twee manieren gebeuren:

1) simultaan, door middel van drie elektronenkanonnen (voor elke grondkleur één), die naast elkaar in de hals van de beeldbuis zijn ingesmolten, of
2) om beurten (Eng.: „sequential"), door middel van één elektronenkanon, waarvan de elektronenbundel beurtelings op een rood, een groen en een blauw fosforelement valt. Bij deze methode moeten elektronische middelen ervoor zorgen dat het kanon op ieder moment door het juiste signaal wordt bestuurd.

Verder moet in de buis een kleurselectief element aanwezig zijn, dat de elektronen op de gewenste fosforelementen terecht doet komen. Vooral hierin verschillen de diverse types kleurenbuizen onderling. Wij zullen hier op de verschillen niet ingaan; verderop in dit artikel wordt één type — de schaduwmaskerbuis — nader beschreven.

De gebruikelijke methode voor het aanbrengen van de fosforen

Het volgens een bepaald patroon aanbrengen van de drie fosforen aan de binnenzijde van het buisvenster gebeurt tegenwoordig met een soort fotografisch procédé. Men maakt hierbij gebruik van een lak die bij bestraling met ultraviolet polymeriseert en hard wordt. Dit is meestal een oplossing van polyvinylalcohol in water, die met een bichromaat is gesensibiliseerd. De maximale gevoeligheid ligt bij een golflengte van 365 nm, dus in het langgolvige ultraviolet; de grensgolflengte ligt in het blauw, in de buurt van 470 nm (*fig. 1*).

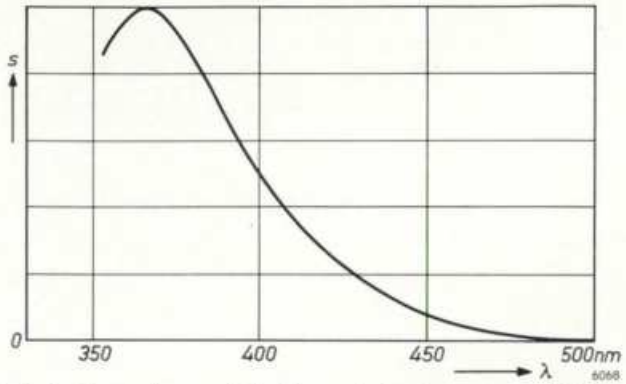


Fig. 1. Spectrale gevoeligheid van de harding van met bichromaat gesensibiliseerde polyvinylalcohol-oplossing. Het maximum ligt in het langgolvige ultraviolet, bij 365 nm.

De eerste op het buisvenster aan te brengen fosfor wordt in deze lak gesuspendeerd en het venster wordt homogeen met de suspensie bedekt. Na het drogen bestraalt men de laag alleen op die plaatsen waar men de fosfor wil hebben. Afhankelijk van het type buis, gebeurt dit hetzij door een bepaald negatief optisch met ultraviolette straling op het venster af te beelden, hetzij door schaduwwerking, verkregen door een negatief vanuit een puntvormige ultravioletbron te bestralen; deze negatieven bevatten het gewenste lijnen- of puntenpatroon. Alleen op de bestraalde plaatsen wordt de lak hard, zodat een latent beeld ontstaat, dat bij de volgende bewerking wordt ontwikkeld. Deze bewerking bestaat in een behandeling met water, dat de lak op de onbestraalde plaatsen doet zwellen en oplossen, waarbij de gesuspendeerde fosfor mee verwijderd wordt. Op de bestraalde plaatsen is de lak onoplosbaar en blijft daar samen met de fosfor aan het glas hechten. Het resultaat na het drogen is het eerste fosforpatroon, nog gemengd met de polyvinylalcohol.

Het procédé wordt nu herhaald met de tweede en dan nog eens met de derde fosfor. Het bestralen moet hierbij natuurlijk met behulp van andere negatieven of vanuit andere punten gebeuren, daar immers de drie patronen onderling verschoven moeten zijn.

Nadat het fluorescentiescherm voltooid is, wordt het — evenals bij zwart-witbuizen — eerst voorzien van een organisch vlies (meestal een metacrylaat) en daarop wordt een laagje aluminium gedampt, dat o.a. als spiegel dient. Ten slotte stookt men, om de polyvinylalcohol en het vlies te verwijderen, het gehele scherm uit.

De keuze van de fosforen

De keuze van de grondkleuren is in het in [1]) aangehaalde artikel uitvoerig behandeld [3]). Behalve de geëmitteerde kleursoort en het rendement, zijn voor de keuze van de fosforen ook van belang het nalichten en de technologische eigenschappen van de fosforen voor wat betreft het aanbrengen in kleurenbuizen. De nalichttijd mag voor bewegende televisiebeelden niet te lang zijn; indien namelijk de luminantie van het deelbeeld na 20 milliseconden, als het volgende deelbeeld wordt geschreven, nog te groot is, vertonen bewegende

[3]) Loc. cit. blz. 84, fig. 8.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

beelden onscherpte en bij sterke helderheidsovergangen bovendien hinderlijke „vegen".

Tot dusverre worden in directzicht-kleurenbuizen in hoofdzaak de volgende fosforen gebruikt:
voor rood: een zinkfosfaat, geactiveerd met mangaan;
voor groen: willemiet (een zinksilicaat), geactiveerd met mangaan;
voor blauw: een zinksulfide, geactiveerd met zilver.

De kleuren waarin deze fosforen fluoresceren, zijn de grondkleuren van het in de Verenigde Staten gekozen kleurentelevisiesysteem: het N.T.S.C.-systeem (genoemd naar het National Television System Committee) [4]).

In *tabel I* zijn de belangrijkste eigenschappen van de bovengenoemde fosforen vermeld, en bovendien, ter vergelijking, de gegevens van de normale fosforen voor zwart-witbuizen (een mengsel van een geel en een blauw fluorescerende fosfor). Zoals men in de tabel ziet, lichten de rood en de groen fluorescerende fosfor veel langer na dan de blauw fluorescerende, in feite te lang. Hierdoor ontstaan bij bewegende beelden de zoëven genoemde verschijnselen van onscherpe contouren en, afhankelijk van de kleuren in de scène, achter scherpe overgangen vegen in rode, oranje of groene tinten.

Er zijn echter rood en groen licht gevende fosforen bekend die korter nalichten. Voor groen b.v. kan men willemiet gebruiken met een groter gehalte aan activator. De nalichttijd is dan aanzienlijk korter, maar toch nog niet zo kort als men wel zou wensen; ook is het rendement iets lager.

Een betere oplossing bieden de zink-cadmiumsulfides met een geschikt gekozen cadmiumgehalte. Met toenemend cadmiumgehalte loopt de kleur van het door deze fosfor geëmitteerde licht van blauw over groen, geel en oranje tot rood. In *fig. 2* is in de kleurendriehoek de lijn waarop de kleurpunten van de fluorescentie der zinkcadmiumsulfides liggen, gestippeld ingetekend; op enkele plaatsen is het cadmiumgehalte erbij vermeld. Een

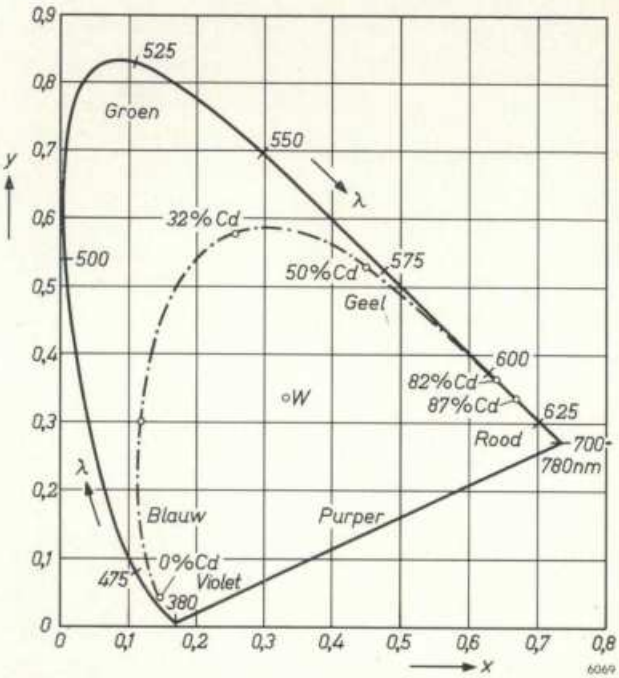


Fig. 2. Kleurendriehoek. De stippellijn geeft de kleurpunten van het fluorescentielicht van (ZnCd)S-fosforen met verschillend cadmiumgehalte. *W* is het kleurpunt van wit.

geel fluorescerend (ZnCd)S wordt, zoals in tabel I is vermeld, gebruikt als gele component in zwart-witbuizen. Alle (ZnCd)S-fosforen lichten kort na.

Behalve de korte nalichttijd hebben de zink-cadmiumsulfides nog het voordeel van een hoog rendement. In *tabel II* zijn de gegevens vermeld van het zoëven genoemde sterk geactiveerde willemiet en van de voor groen en rood in aanmerking komende zink-cadmiumsulfides. Door juiste keuze van het

[4]) In directzichtbuizen zal de resulterende kleur van de drie primaire rasters iets minder verzadigd zijn dan die van de fosforen afzonderlijk, doordat bij het beschieten van één der drie fosforen snelle secundaire elektronen worden vrijgemaakt, waarvan een deel de beide andere fosforen treft.

Tabel I. Gegevens van de gebruikelijke fosforen in kleurenbuizen en in zwart-witbuizen.

Type buis	kleur	fosfor	kleurpunt		rendement *) cd/W	nalichten **) %
			x	y		
kleurenbuis	rood	$Zn_3(PO_4)_2$-Mn	0,670	0,330	1,5	29
	groen	Zn_2SiO_4-Mn	0,210	0,710	5,5	18
	blauw	ZnS-Ag	0,140	0,080	1,4-2,3	<1
zwart-witbuis	geel	(ZnCd)S-Ag	0,450	0,530	6,5	<1
	blauw	ZnS-Ag	0,145	0,100		<1

*) Lichtsterkte in een richting loodrecht op een gealuminiseerd fluorescentiescherm dat volgens de wet van Lambert straalt, per watt toegevoerd elektrisch vermogen.

**) Luminantie 20 milliseconden na het afknijpen van de elektronenstroom, in % van de beginwaarde.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Tabel II. Gegevens van sterk geactiveerd willemiet en van groen en rood lichtend zink-cadmiumsulfide.

Kleur	type fosfor	kleurpunt		rendement *) cd/W	nalichten **) %
		x	y		
groen	Zn_2SiO_4-Mn, sterk geactiveerd	0,250	0,700	4,5	4,5
groen	(ZnCd)S-Ag 32% Cd	0,255	0,575	8,4	1-1,5
rood	(ZnCd)S-Ag 87% Cd	0,670	0,330	1,8	<1
	(ZnCd)S-Ag 82% Cd	0,640	0,360	2,3	<1

*) en **): zie tabel I.

cadmiumgehalte kan men rood fluorescerend (ZnCd)S hetzelfde kleurpunt geven als het tot dusverre gebruikte $Zn_3(PO_4)_2$-Mn. Het groen van (ZnCd)S is minder verzadigd dan dat van willemiet; hierop zullen wij aan het einde van dit artikel nog terugkomen.

Gezien het hoge rendement en de korte nalichttijd van het groen en het rood licht gevende sulfide rijst de vraag, waarom men deze al lang bekende fosforen niet van het begin af aan in kleurenbuizen heeft gebruikt. De reden hiervoor is dat men het rood licht gevende (ZnCd)S op de boven beschreven manier, waarbij de fosforhoudende lak met ultraviolet wordt bestraald vanaf de zijde waar zich later het kanon zal bevinden, niet kan aanbrengen. De zink-cadmiumsulfides hebben namelijk een met toenemend cadmiumgehalte dieper wordende gele kleur en absorberen in sterke mate ultraviolet, violet en blauw. Een laag van de vereiste dikte zou daardoor bij het bestralen niet tot op het glas worden doorgehard en bij het ontwikkelen min of meer loslaten. Het groen fluorescerende sulfide is zo zwak geel gekleurd dat het nog juist op de gewone manier kan worden aangebracht, maar met toenemend cadmiumgehalte wordt de absorptie van de hardende straling zo groot dat deze methode voor het rood fluorescerende sulfide niet meer bruikbaar is.

Men heeft gezocht naar andere manieren om de sulfidefosforen aan te brengen. In principe kunnen ultraviolet-absorberende fosforpatronen fotografisch worden aangebracht volgens de methode van de zg. „sticky dots" [5]), d.w.z. door de fosfor te doen plakken op een tevoren aangebracht lakpatroon. De plakkerigheid van de lak wordt verkregen door de bestralingstijd zo kort te kiezen dat de lak niet volledig doorhardt.

[5]) M. Sadowski en P. D. Payne Jr., Photodeposition of luminescent screens, J. Electrochem. Soc. **105**, 105-107, 1958.

Op deze manier kan echter alleen een uiterst dun laagje fosfor worden verkregen. Het blijkt moeilijk te voorkomen te zijn dat er gaten in ontstaan, die maken dat de lichtsterkte onvoldoende is en ongelijkmatig over het scherm verdeeld. Men zou daarom de hele procedure, vanaf het aanbrengen van de laag lak tot en met het ontwikkelen en drogen van de laag fosfor, moeten herhalen. Maar naar onze ervaring is het resultaat ook dan nog niet fraai en bovendien is aan de eisen die men moet stellen aan de gemiddelde korrelgrootte en aan de korrelgrootteverdeling van de aan te brengen fosforen, zeer moeilijk te voldoen.

Een nieuwe methode voor het aanbrengen van sulfidefosforen

Bij een nieuwe, hier ontwikkelde, methode wordt gebruik gemaakt van de omstandigheid dat het niet noodzakelijk is, het fixeren met behulp van een negatief te doen bij alle drie de fosforen, maar slechts bij twee; de door deze twee opengelaten plekken kan men namelijk opvullen met de derde fosfor, die men fixeert door middel van bestraling door het glas heen (en zonder negatief), dus vanaf de buitenkant van het buisvenster. Daar nu het ultraviolet de grootste intensiteit heeft aan het grensvlak van glas en lak, krijgt men een stevige hechting aan het glas.

De als laatste aangebrachte fosfor (de rood fluorescerende) zou nu echter niet alleen tussen, maar ook van buitenaf gezien, achter de groen en de blauw lichtende fosforelementen terechtkomen, en daardoor ontstaat het gevaar dat het groene en vooral het blauwe fluorescentielicht met rood verontreinigd worden. Om dit te voorkomen, moet men beletten dat de rood fluorescerende fosfor zich achter de andere fosforen afzet. Daartoe worden de groen en de blauw lichtende elementen aan de kanonzijde, voordat men de laksuspensie met de rood lichtende fosfor erop aanbrengt, tijdelijk voor-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zien van een ultraviolet-absorberend laagje pigment. Daar ter plaatse wordt dan de lak met de rood lichtende fosfor, bij bestraling door het glas heen, niet hard, zodat hij bij het ontwikkelen verdwijnt.

Fig. 3 illustreert schematisch in kolom *a* het fixeren van een rood lichtend fosfaat, dat nagenoeg geen ultraviolet absorbeert, en in de kolommen *b* en *c* het fixeren van een rood lichtend sulfide, dat wèl ultraviolet absorbeert, resp. zonder en met pigment op de andere fosforen. In geval *b* zet de rood fluorescerende fosfor zich ook achter de andere fosforen af, in geval *c* is dit door het afschermende pigment voorkomen.

Nadat de laatste fosfor is aangebracht, lost men de pigmentlaag op.

Het aanbrengen van het pigment

Het pigment kan worden aangebracht op soortgelijke wijze als de fosforpatronen: men suspendeert een ultraviolet-absorberend pigment in een met bichromaat gesensibiliseerde oplossing van polivinylalcohol, en brengt een laagje van deze suspensie aan op het scherm, waarop het groen en het blauw fluorescerende patroon al aanwezig zijn; vervolgens bestraalt men deze laag zodanig dat na ontwikkelen beide patronen geheel met pigment zijn bedekt.

Voor een nadere beschouwing van het principe van deze methode onderstellen we eerst dat het pigment en daarna de rood fluorescerende fosfor worden gefixeerd met straling van dezelfde spectrale samenstelling (werkzaam gebied van ca.

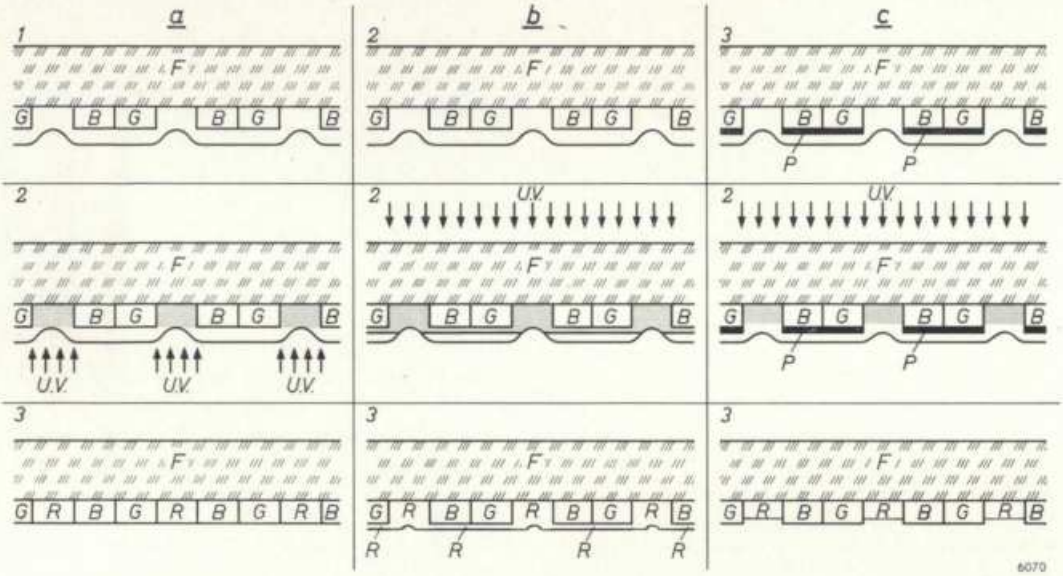


Fig. 3. Schematische voorstelling van het aanbrengen van de rood lichtende fosfor (*R*) tussen de reeds aanwezige patronen van groen en blauw lichtende fosforelementen (*G* resp. *B*).

Kolom a: De gebruikelijke methode (rood lichtende fosfor die weinig ultraviolet absorbeert).
1) Buisvenster *F* met *G*- en *B*-fosforelementen, en daaroverheen een laag lak waarin de *R*-fosfor is gesuspendeerd.
2) De plaatsen waar de *R*-fosforelementen moeten komen, worden vanaf de kanonzijde bestraald met ultraviolet. De grijze tint duidt aan waar de lak hard wordt.
3) Bij ontwikkelen verdwijnt de niet-geharde lak en blijven de *R*-fosforelementen achter.

Kolom b: De *R*-fosfor is nu een sulfide en absorbeert ultraviolet. Er wordt nog geen pigment op de andere fosforen gebruikt.
1) Als *a*, 1).
2) Bestraling met ultraviolet door het buisvenster heen. De grijze tint geeft aan waar de lak hard wordt.
3) Na ontwikkelen blijft *R*-fosfor achter, niet alleen tussen, maar ook, van de vensterzijde gezien, achter de *G*- en de *B*-elementen. Dit maakt dat het groene het en blauwe fluorescentielicht verontreinigd worden met rood.

Kolom c: De nieuwe methode.
1) De *G*- en de *B*-elementen zijn voorzien van een ultraviolet-absorberend laagje pigment *P*.
2) Harding door bestraling door het glas heen.
3) Na ontwikkelen blijft de *R*-fosfor achter alleen tussen de *G*- en de *B*-elementen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

450 tot 350 nm) en dat het pigment in dit gebied niet selectief absorbeert.

De kromme in *fig. 4* geeft een kwalitatief beeld van het afnemen der intensiteit I van de straling binnen de te harden laag, als functie van de indringingsdiepte d. Bij $d = d_p$ is I afgenomen tot de minimumwaarde I_{min} die, bij een gegeven bestralingstijd T_p, nodig is om de harding tot stand te brengen. Wat er na ontwikkelen overblijft, is

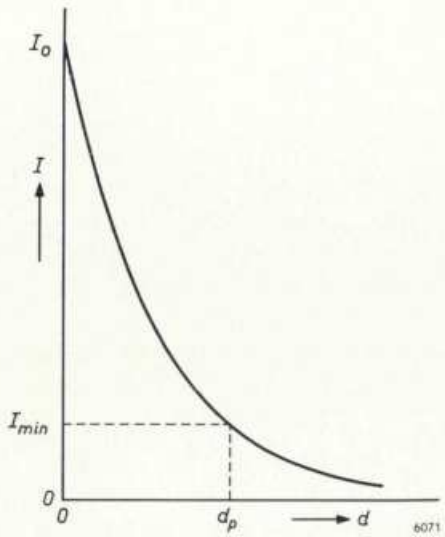


Fig. 4. Globaal verloop van de intensiteit I van ultraviolet als functie van de indringingsdiepte d in een laag lak waarin een pigment is gesuspendeerd. Bij $d = d_p$ is I afgenomen tot de minimumwaarde I_{min} die, bij een gegeven bestralingstijd T_p, voor harding nodig is. Het resultaat na ontwikkelen is een pigmentlaag ter dikte d_p, met de doorlating I_{min}/I_0.

dus een laag pigment ter dikte d_p. Deze laag heeft voor de straling een doorlating die niet nul is, maar gelijk aan I_{min}/I_0, als I_0 de intensiteit is bij $d = 0$. Wanneer men vervolgens de suspensie met de rood lichtende fosfor heeft aangebracht en deze bestraalt vanaf de glaszijde, dan bereikt deze straling de laag daar waar hij in aanraking met het glas is, met de intensiteit $a_g I_0$, en daar waar de laag van het glas is gescheiden door een groen of blauw lichtend fosforelement plus het pigment, met de kleinere intensiteit $a_g a_f a_p I_0$ (de coëfficiënten a brengen het verlies door reflexie aan een grensvlak en door absorptie in een medium in rekening; de indices g, f en p hebben betrekking op resp. glas, fosfor en pigment). Om de rood lichtende fosfor alleen op de eerstgenoemde plaatsen te fixeren, moet men de bestralingstijd T_r dus zo kiezen dat de stralingsdosis $a_g I_0 T_r$ harding tot stand brengt, maar de kleinere dosis $a_g a_f a_p I_0 T_r$ niet. Het resultaat hangt derhalve sterk af van T_r en van de factor a_p. Nu is a_p afhankelijk van de pigmentdikte d_p, en daarmee van de bestralingstijd T_p die bij het fixeren van het pigment is gebruikt. Het komt daardoor nauwkeurig aan op de juiste verhouding van de bestralingstijden T_p en T_r.

Men krijgt in deze verhouding een aanzienlijk ruimere speling door de volgende twee maatregelen te nemen:

1) Men kiest een pigment dat wèl selectief absorbeert, en wel zo dat bij de golflengte 365 nm, waarvoor de lak het gevoeligst is (zie fig. 1), a_p klein is, en bij langere golven veel groter.
2) Dank zij (1) kan men nu voor het fixeren van het pigment straling gebruiken die in hoofdzaak langere golven bevat (en dus van een andere stralingsbron afkomstig is) dan de straling waarmee de rood lichtende fosfor wordt gefixeerd.

Opgemerkt zij nog dat het pigment bepaald onontbeerlijk is op de blauw lichtende fosforelementen, maar dat het op de groen lichtende desnoods gemist kan worden indien deze bestaan uit een ietwat geel gekleurd (ZnCd)S; deze fosfor absorbeert zelf het ultraviolet in voldoende mate.

Toepassing van de nieuwe methode op de schaduwmaskerbuis

De nieuwe methode is geschikt voor elk type directzicht-kleurenbuis. Aanstonds zullen wij uiteenzetten hoe ze kan worden toegepast in de schaduwmaskerbuis[6]), maar eerst geven wij van deze buis een korte beschrijving.

De schaduwmaskerbuis bevat drie elektronenkanonnen en een fluorescentiescherm waarvan de fosforelementen ronde stippen zijn, die zijn aangebracht in een hexagonaal patroon (*fig. 5*). Elk kleurelement bestaat uit een rood, een groen en een blauw fluorescerende fosforstip. De middelpunten van deze stippen liggen op de hoekpunten

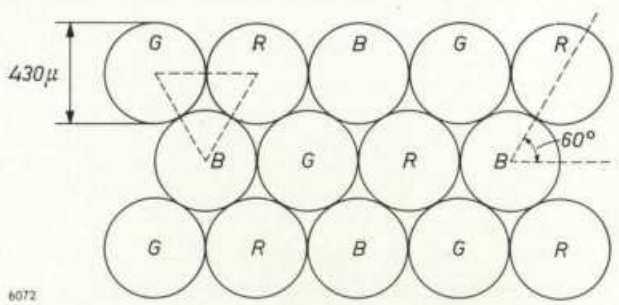


Fig. 5. Hexagonale configuratie van de fosforstippen in het fluorescentiescherm van een schaduwmaskerbuis. Elk drietal van een rood, een groen en een blauw lichtende fosforstip (R, G, G) vormt een kleurelement.

[6]) H. B. Law, A three-gun shadow-mask color kinescope, Proc. Inst. Radio Engrs. **39**, 1186-1194, 1951.
N. F. Fyler, W. E. Rowe en C. W. Cain, The CBS-Colortron: a color-picture tube of advanced design, Proc. Inst. Radio Engrs. **42**, 326-334, 1954.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van gelijkzijdige driehoeken. Bij optimale dimensionering raken de stippen elkaar, zonder te overlappen. Tussen de stippen in bevinden zich onbedekte plekken, waar later de aluminiumspiegel overheen komt.

De drie kanonnen zijn in de hals opgesteld onder 120°. De kleurselectie komt tot stand met behulp van het schaduwmasker. Dit is een metalen zeefplaat, die in de buis op ca. 13 mm afstand van het scherm is geplaatst (*fig.6*). Bij elk kleurelement behoort één gaatje in het schaduwmasker; er zijn dus 3 × zo veel fosforstippen op het scherm als gaatjes in het masker. De kanonnen zijn gericht langs beschrijvende lijnen van een kegel die zijn top op het schaduwmasker heeft. De fosforstippen zijn zodanig op het buisvenster aangebracht dat van elk kanon de elektronen, na in de afbuigspoelen gedeflecteerd te zijn, door de gaatjes van het masker heen uitsluitend op de juiste fosfor kunnen vallen. Elektronen die b.v. van het „rode" kanon afkomstig zijn, treffen alleen rood fluorescerende stippen, elektronen van het „blauwe" kanon, alleen blauw fluorescerende, enz. De kleurselectie komt dus zuiver door schaduwwerking tot stand.

Voor het aanbrengen van de fosforstippen volgens de fotografische methode heeft men hier bij het bestralen geen negatief nodig, daar men het schaduwmasker als mal kan gebruiken. De van één kanon uitgaande elektronenbanen in de buis zijn, voorbij de knik die ze in de afbuigspoelen ondergaan, rechte lijnen die, bij achterwaartse verlenging, elkaar in één punt snijden, het deflexiepunt. De stralen van een in het deflexiepunt geplaatste ultravioletbron vallen dus, door het schaduwmasker heen, op die plaatsen van het scherm waar fosforstippen van de desbetreffende kleur moeten komen, en alleen daar harden ze de lak. Bij de opeenvolgende bestralingen moet de bron natuurlijk telkens in het deflexiepunt voor de desbetreffende grondkleur staan.

De schaduwmaskerbuis in de huidige versie [7]) is een ronde glazen buis met een afbuigingshoek van 70° en een bol scherm van 53 cm diameter. Het aantal kleurelementen bedraagt ongeveer 350 000. De gaatjes in het schaduwmasker zijn zo klein dat de elektronen onder normale omstandigheden net niet op fosforstippen van een verkeerde kleur kunnen vallen. Dit brengt mee dat een groot deel van de elektronenstroom van elk kanon nutteloos *op* het masker terechtkomt en daar warmte opwekt;

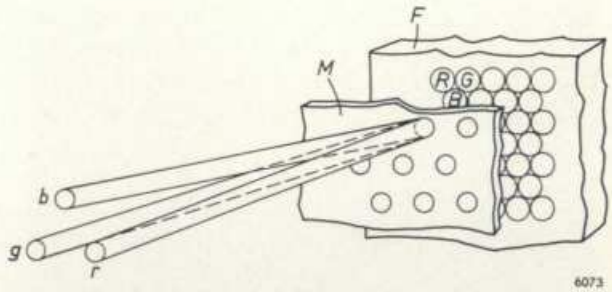


Fig. 6. Ter verklaring van de werking van de schaduwmaskerbuis. *F* buisvenster met hexagonaal fosforpatroon *R-G-B* volgens fig. 5. *M* schaduwmasker. *r*, *g*, *b* elektronenbundels, afkomstig van resp. het „rode", het „groene" en het „blauwe" kanon. De configuratie is zodanig dat elk van de drie bundels alleen op fosforstippen van de overeenkomstige kleur valt.

de doorlating van het masker is gemiddeld slechts 15%. *Fig. 7a* geeft een reproduktie van een kleurenfoto die met 20-voudige vergroting van het kleurenscherm is genomen. Om de gehele schermstructuur zichtbaar te maken, waren de kanonnen daarbij sterk gedefocusseerd (normaliter slaan de elektronen slechts de delen van de stippen aan met een middellijn gelijk aan 0,8 maal de stipdiameter).

Wil men zulk een buis volgens de nieuwe methode voorzien van drie sulfidefosforen, dan brengt men eerst op de normale wijze de groen en de blauw lichtende stippen aan. Daarna wordt op analoge wijze de pigmentsuspensie aangebracht, gedroogd en door het schaduwmasker heen bestraald, op dezelfde wijze als bij de blauw lichtende fosfor is gebeurd. Bij het ontwikkelen ontstaat dan achter elke blauw lichtende stip een geel pigmentlaagje. Vervolgens wordt het scherm bedekt met lak waarin de rood lichtende fosfor is gesuspendeerd, en de lak bestraald door het buisvenster heen; het schaduwmasker doet hierbij dus geen dienst. Tijdens deze bestraling wordt de lak overal hard behalve achter de blauw lichtende stippen (dank zij de absorptie in het pigment) en achter de groen lichtende (die zelf voldoende absorberen). Het resultaat na het ontwikkelen is dus dat alle open ruimten tussen het groen en het blauw fluorescerende patroon zijn bedekt met rood lichtende fosfor. Fig. 7*b*, gemaakt onder analoge omstandigheden als fig. 7*a*, laat dit zien [8]).

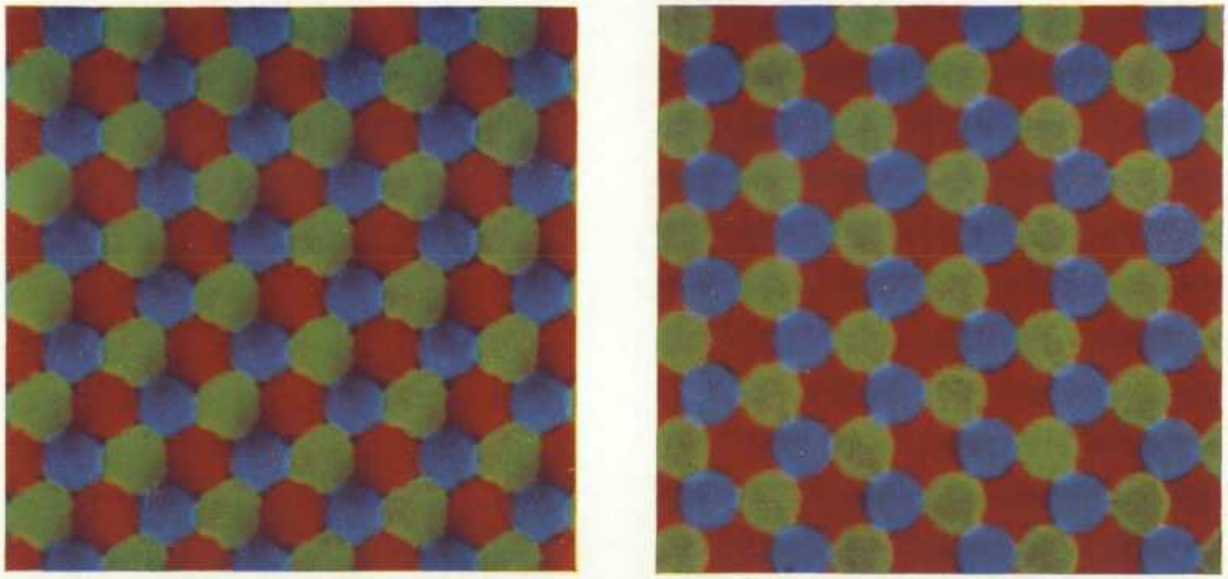
Een belangrijk voordeel van de nieuwe methode bij buizen met fosforstippen (in tegenstelling met

[7]) C. P. Smith, A. M. Morrell en R. C. Demmy, Design and development of the 21CYP22 21-inch glass color picture tube, RCA Rev. **19**, 334-348, 1958.

[8]) Tijdens het schrijven van dit artikel is gebleken dat de Radio Corporation of America een schaduwmaskerbuis met sulfidefosforen heeft uitgebracht. Het fluorescentiepatroon is een driestippenpatroon; de rood lichtende stippen zijn dus niet aangebracht op de zojuist beschreven wijze.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



a *b*

Fig. 7. Kleurenfoto's van het scherm van schaduwmaskerbuizen. *a*) Buis met de normale fosforen. *b*) Buis met drie sulfidefosforen, aangebracht volgens de nieuwe methode. Om de structuur van het scherm zichtbaar te maken, zijn de kanonnen sterk gedefocusseerd. Bij focussering treffen de elektronen alleen de delen van de fosforstippen met een middellijn gelijk aan 0,8 maal de stipdiameter.

fosforlijnen) is het volgende. Het stippenpatroon van een normale kleurenbuis (fig. 5) vertoont tussen de stippen openingen. Achter deze openingen bevindt zich de aluminiumspiegel, en deze kan, door de openingen heen, licht van lampen die zich in de kamer bevinden, reflecteren. Bij de nieuwe methode zijn de openingen tussen de groen en de blauw lichtende stippen geheel gevuld met rood lichtende fosfor; de aluminiumspiegel kan hier dus geen hinderlijke reflexie veroorzaken.

Buizen met twee en met drie sulfides

Een buis met voor rood en voor blauw een zinkcadmiumsulfide en voor groen het relatief kort nalichtende willemiet, is geen goede oplossing gebleken. Hoewel de nalichttijd van het scherm aanzienlijk korter is dan bij een buis met de normale fosforen, zodat bewegende beelden veel scherper zijn, worden de diep groene randjes die bij beweging ontstaan (doordat willemiet toch nog langer nalicht dan de sulfides, zie tabel II), als hinderlijk ondervonden. Een bijkomstig nadeel is dat willemiet een lager rendement heeft dan fosforen van het sulfidetype.

Werkt men met drie sulfides, dus ook voor het groen een sulfide, dan heeft men als voordelen een perfecte scherpte van bewegende beelden en een grotere luminantie. Vergeleken met de normale fosforen, is de winst aan luminantie in het rood 20 tot ca. 53 % (afhankelijk van het kleurpunt), in het groen 49% en in het wit ($x = 0{,}287$, $y = 0{,}316$) ca. 43%.

Tegenover deze twee grote voordelen staat als nadeel dat groen fluorescerend (ZnCd)S een minder verzadigde kleur geeft dan willemiet. In het algemeen heeft geringere verzadiging van één der drie grondkleuren (in dit geval groen) in twee opzichten een minder natuurgetrouwe weergave tot gevolg:

a) Het gebied van de in het beeld te verwezenlijken kleuren is kleiner.
b) Er ontstaan kleurfouten doordat het tot nu toe gebruikte kleurentelevisiesysteem (het N.T.S.C.-systeem) voor het groen is gebaseerd op de fluorescentiekleur van willemiet.

Deze twee punten zullen wij tot slot nader beschouwen.

Het realiseerbare kleurengebied in afhankelijkheid van het kleurpunt van het groen

In *fig. 8* zijn in de kleurendriehoek de kleurpunten *R*, *G* en *B* van de drie normale fosforen aangegeven. Zoals bekend, liggen alle kleuren die men hiermee door additieve menging kan verwezenlijken, binnen en op de omtrek van de driehoek *RGB*.

Een buis met sulfidefosforen heeft dezelfde grondkleur blauw. Zowel voor rood als voor groen kan men kiezen uit een reeks fosforen met iets verschillende kleuren. In fig. 8 is een rood lichtende sulfidefosfor (met 87 % Cd) gekozen waarvan het kleurpunt samenvalt met *R*. Voor groen kiezen wij een

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

(ZnCd)S met 32 % Cd, dat ongeveer dezelfde dominerende golflengte heeft als willemiet. Het kleurpunt van deze sulfidefosfor is aangeduid met G_s. De contour *2* begrenst dus alle kleuren die met deze drie sulfidefosforen te verwezenlijken zijn. De gestippelde contour *3* begrenst alle reflexiekleuren van natuurlijke en kunstmatige pigmenten en druk-inkten [9]).

Uit fig. 8 blijkt dat men met de drie sulfidefosforen slechts weinig minder kleuren kan nabootsen dan met de gebruikelijke fosforen. Het verschil, dat te wijten is aan de geringere verzadiging van het groen, is in werkelijkheid nog kleiner dan de figuur wellicht zou doen verwachten. Voor de groene tinten namelijk betekent de overgang van G naar G_s geen verlies aan kleurweergave, daar G_s nog buiten de contour *3* der voorkomende kleuren ligt (zelfs in de meest groene partijen van een beeld zal dus nooit alleen groen fluorescentielicht aanwezig zijn, maar ook rood en blauw). Wel ontstaat een klein verlies in de weergave van oranje, geel en groen-blauw. Het verlies in geel is kleiner dan men uit fig. 8 zou opmaken, dank zij het feit dat tussen kleuren waarvan de kleurpunten op dezelfde afstanden van elkaar liggen, in het geel veel minder verschil zichtbaar is dan b.v. in het blauw [10]); zie *fig. 9*.

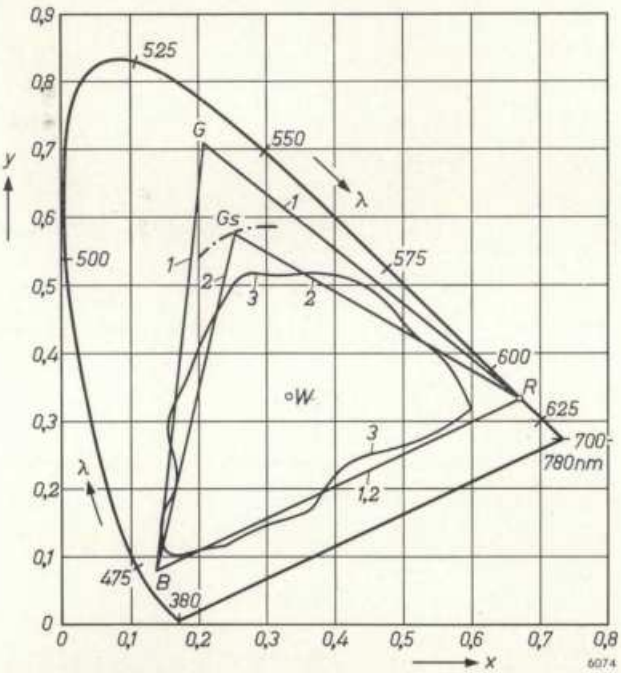


Fig. 8. Kleurendriehoek met de kleurpunten R, G en B van de normale fosforen van directzicht-kleurenbuizen. Alle daarmee te verwezenlijken kleuren liggen binnen of op de omtrek *1* van driehoek RGB. Een sulfidefosfor met 87 % Cd heeft zijn kleurpunt ook in R, een sulfidefosfor met 32 % Cd in G_s. Op een buis met deze beide sulfides en met het normale sulfide voor blauw zijn dus alle kleuren te verwezenlijken die binnen of op de omtrek *2* van driehoek RG_sB liggen. Contour *3* begrenst alle reflexiekleuren van de natuurlijke en de kunstmatige pigmenten. W is het witpunt.
Met toenemend cadmiumgehalte van het groen lichtende sulfide verplaatst G_s zich naar rechts langs de punt-streeplijn.

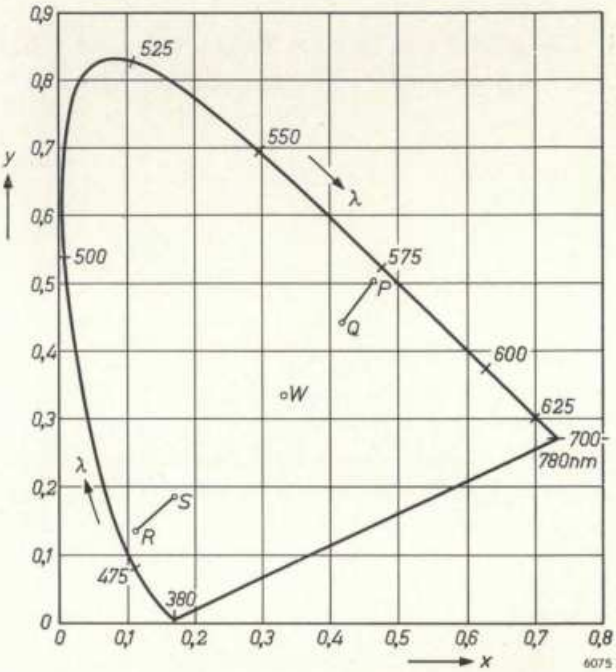


Fig. 9. Kleurendriehoek met in het geel twee punten, P en Q, die even ver van elkaar liggen als de punten R en S in het blauw. Tussen de met P en Q corresponderende kleuren geel ziet het oog veel minder verschil dan tussen de aan R en S beantwoordende kleuren blauw [10]).

Daar gele kleuren veel meer voorkomen dan groen-blauwe, kan men nog enige verbetering krijgen door het groen lichtende sulfide een iets groter cadmiumgehalte te geven, waardoor zijn kleurpunt een weinig naar geel verschuift (in fig. 8 van G_s uit langs de punt-streeplijn naar rechts).

Kleurfouten op een buis met drie sulfides, werkend op een N.T.S.C.-signaal

Een kleurentelevisiesysteem dat, voor wat het groen betreft, gebaseerd is op het kleurpunt van willemiet, zal kleurfouten geven op een beeldbuis met een groen fluorescerend sulfide. Deze fouten zijn zowel theoretisch als praktisch uitvoerig bestudeerd door Jackson [11]). Zijn conclusie is dat de fouten nagenoeg volledig kunnen worden gecompenseerd door middel van een lineaire matrixschakeling: men behoeft slechts van het „rode" en van

[9]) W. T. Wintringham, Color television and colorimetry, Proc. Inst. Radio Engrs. **39**, 1135-1172, 1951.

[10]) D. L. MacAdam, Proc. Inst. Radio Engrs. **39**, 479 (fig. 12), 1951.

[11]) Niet gepubliceerd onderzoek door R. N. Jackson in het Mullard Research Laboratory, Salfords (Engeland).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

het „blauwe" signaal een bepaald percentage van het „groene" signaal af te trekken. Vooral als men deze compensatie niet toepast, verdient het aanbeveling, het kleurpunt van het rood iets te verschuiven naar het oranje. Als gunstige bijkomstige omstandigheid neemt hierdoor het rendement nog toe.

Een gunstige keus blijkt te zijn een combinatie van sulfides met de volgende cadmiumgehalten:

Kleur	fosfor	kleurpunt	
		x	y
rood	(ZnCd)S met 84% Cd	0,655	0,345
groen	(ZnCd)S met 32% Cd	0,255	0,575

Blauw blijft onveranderd

De kleurfouten die zich bij een N.T.S.C.-signaal op een buis met sulfidefosforen voordoen, moet men overigens vooral niet overschatten. Herhaaldelijk hebben wij zulke buizen vergeleken met buizen met de tot dusverre gebruikte fosforen. Daarbij werd aan alle monitors hetzelfde signaal toegevoerd, zonder correctie voor afwijkende fosforen. Hoewel bij het vertonen van de grondkleuren duidelijk was te zien dat op de buis met de sulfides het groen minder verzadigd en het rood meer oranje was dan op de normale buizen, was in een kleurenbeeld nauwelijks enig verschil waar te nemen.

Voor het maken van wit zijn bij de nieuwe buizen nagenoeg dezelfde stroomverhoudingen $R:G:B$ nodig als bij de bestaande buizen.

Samenvatting. In directzichtbuizen voor kleurentelevisie wordt tot dusverre als rood lichtende fosfor een fosfaat gebruikt en als groen lichtende een silicaat. Aanzienlijk betere eigenschappen (korter nalichten, hoger rendement) heeft (ZnCd)S-Ag, dat, afhankelijk va het Cd-gehalte, rood of groen fluoresceert. Het rood lichtende sulfide kan echter volgens de gebruikelijke methode niet goed hechtend op het buisvenster worden aangebracht.

Volgens een nieuwe methode wordt een suspensie met het rood lichtende sulfide gehard door middel van bestraling met ultraviolet, niet vanaf de kanonzijde, maar door het glas heen, hetgeen goede hechting mogelijk maakt. Pigmentlaagjes op de andere fosforpatronen voorkomen dat de rood lichtende fosfor zich daarop afzet. Het resultaat is een buis met veel scherpere bewegende beelden van 40-50% grotere luminantie.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ZONESMELTEN VAN OXYDES IN EEN KOOLBOOGBEELDOVEN

door C. KOOY *) en H. J. M. COUWENBERG *). 66.049.4:548-31:621.365.24

Verhitting in een stralingsoven, met een koolboog als primaire warmtebron, levert in het vastestofonderzoek soortgelijke voordelen op als de gangbare methode van hoogfrequentieverhitting. In tegenstelling hiermee echter kan stralingsverhitting ook worden toegepast op materialen met zeer grote soortelijke weerstand, waartoe vele oxydes behoren. Met behulp van bepaalde kunstgrepen blijkt het hierdoor mogelijk op zulke materialen het bekende procédé van zonesmelten toe te passen. Op deze wijze konden van een reeks oxydes grote monokristallen worden bereid met een samenstelling die redelijk nauwkeurig aan de stoechiometrische beantwoordt.

Technologen en onderzoekers zijn al vroeg op de gedachte gekomen, voor het bereiken van zeer hoge temperaturen gebruik te maken van een zonneoven: hierin wordt met behulp van een grote lens of een grote parabolische spiegel de zonnestraling tot een intens beeld van de zon geconcentreerd. Een op de plaats van dit beeld gebracht voorwerp kan door de grote stralingsdichtheid tot zeer hoge temperaturen worden verhit — theoretisch tot de temperatuur van de zon zelf. Tegen het eind van de 17de eeuw liet Von Tschirnhaus in Dresden verschillende grote lenzenstelsels voor dit doel bouwen [1]) en bereikte hiermee, naar men mag aannemen, temperaturen tot 3000 °C.

Ook nu nog (of opnieuw) zijn zonneovens in gebruik [2]), deels omdat dit een der mogelijkheden is om de zonne-energie direct dienstbaar te maken aan de mens, deels ter wille van de hiermee zo gemakkelijk bereikbare hoge temperaturen. Enkele bijkomende voordelen ten opzichte van meer conventionele ovens zijn: de atmosfeer waarin het preparaat wordt verhit, kan onafhankelijk van de verhittingsbron worden gekozen; de bestraling is tot een zeer kleine plek beperkt, waar smelten kan optreden, en doordat dan het niet-gesmolten materiaal dienst kan doen als „kroes", wordt verontreiniging van de smelt door vreemd kroesmateriaal vermeden; ten slotte: de temperatuur kan buitengewoon snel worden opgevoerd, en het materiaal kan tijdens het verhitten gemakkelijk visueel waargenomen worden.

Deze voordelen heeft de stralingsverhitting gemeen met de hoogfrequentieverhitting, die hierom veelvuldig in het vastestofonderzoek wordt toegepast, met name voor het zonesmelten van silicium en germanium [3]). De methode van de hoogfrequentieverhitting laat ons echter in de steek als we stoffen willen smelten die juist zijn ontwikkeld met het oogmerk om in hoogfrequente velden slechts een geringe energiedissipatie te veroorzaken, zoals de ferrieten! Meer algemeen geldt hetzelfde voor stoffen die een zeer grote soortelijke elektrische weerstand bezitten, zoals de oxydes NiO, TiO_2 en andere.

Voor het zonesmelten van zulke materialen hebben wij met goed resultaat de methode van de stralingsverhitting toegepast — zij het dan niet met een zonneoven maar met een koolboogbeeldoven. De zonneoven is in onze contreien minder aantrekkelijk wegens de wisselvalligheid van de weersomstandigheden, en als laboratoriuminstrument is hij naar verhouding kostbaar door het mechanisme dat men nodig heeft om het lenzen- of spiegelsysteem de loop van de zon te doen volgen. Vervanging van de zon door een zeer intense terrestrische stralingsbron, in casu de koolboog, leidt tot een veel eenvoudiger opstelling, waarmee toch de belangrijkste voordelen van de zonneoven gerealiseerd kunnen worden. We geven hier een beschrijving van de koolboogbeeldoven die voor het genoemde doel — het zonesmelten van oxydes — in dit laboratorium al ruim een jaar in gebruik is, en we bespreken de hiermee gevolgde werkwijze en enkele verkregen resultaten [4]).

---

*) Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

[1]) Zie elders in dit nummer (blz. 165).

[2]) Een der grootste installaties, met een parabolische spiegel van 90 m^2 oppervlakte, is gebouwd in de Pyreneeën. Zie: F. Trombe, Le laboratoire de l'énergie solaire de Mont-Louis, Bull. Soc. Chim. France 1953, blz. 353-368; F. Trombe en M. Foex, Utilisation de fours centrifuges pour le traitement par l'énergie solaire des substances à haute température, Bull. Soc. Chim. France 1954, blz. 1315-1322.

[3]) Zie b.v. J. Goorissen, Segregatie en dosering van verontreinigingen bij de bereiding van germanium en silicium, Philips techn. T. **21**, 189-199, 1959.

[4]) Het zonesmelten met een spiegeloven is, voor zover ons bekend, tot dusver alleen toegepast voor kleine hoeveelheden van organische verbindingen, dus met relatief lage temperaturen, tot b.v. 200 of 300 °C. De opstelling hiervoor bestond uit een enkelvoudige elliptische spiegel. Zie E. F. G. Herington, Zone refining, Endeavour **19**, 191-196, 1960 (okt.).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Beschrijving van de opstelling

Om de straling van de koolboog op een object te concentreren, is een opstelling met twee elliptische spiegels bijzonder geschikt, zie *fig. 1c*. Deze opstelling is beter dan die met één enkele elliptische spiegel (fig. 1*a*), aangezien men bij de te smelten van b.v. zirconiumoxyde (smeltpunt 2970 °K), titaancarbide (3400 °K), wolfraam (3680 °K) en zelfs van zirconiumcarbide (3800 °K).

Voor onze opstelling gebruiken we als stralingsbron een cinemabooglamp (Philips type EL 4455). Deze booglamp is zelf reeds uitgerust met een

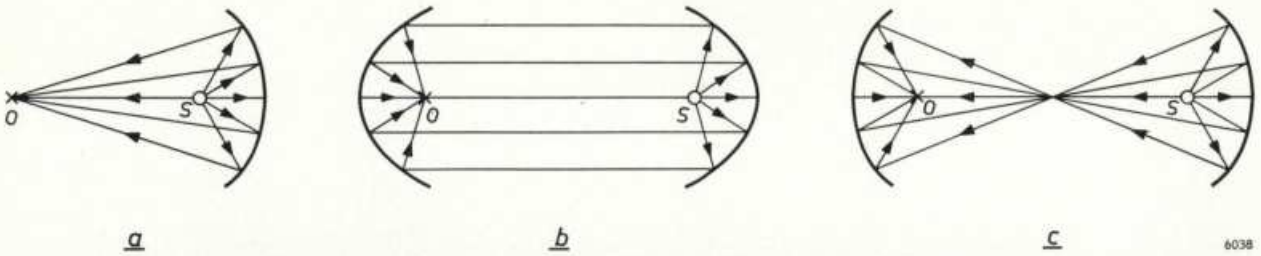


Fig. 1. Drie mogelijke spiegelopstellingen voor verhitting van een voorwerp *O* met behulp van een stralingsbron *S*.
a) Enkelvoudige elliptische spiegel, met *S* en *O* in de beide brandpunten van de ellips.
b) Twee parabolische spiegels, met *S* en *O* elk in het brandpunt van één der parabolen.
c) Twee elliptische spiegels, opgesteld zodanig dat één brandpunt gemeenschappelijk is, en met *S* en *O* in de twee andere brandpunten.

symmetrische stralengang een afbeelding met minder beeldfouten en derhalve een grotere stralingsdichtheid in het beeldbrandpunt kan verkrijgen. De opstelling is voor de praktijk ook beter geschikt dan die met twee parabolische spiegels (fig. 1*b*), door de extra mogelijkheden die de kleine doorsnede van de stralenbundel in het middelste „brandpunt" biedt: men kan hier gemakkelijk diafragma's aanbrengen, of een vlakke spiegel om de lichtweg te veranderen. Van de laatste mogelijkheid kan gebruik worden gemaakt om bij lange verhittingstijden geen onderbreking te krijgen als er nieuwe koolspitsen moeten worden gemonteerd: men gebruikt dan *twee* koolbogen, die afwisselend kunnen worden ontstoken en door omklappen van het genoemde spiegeltje op het object worden afgebeeld [5]).

Null en Lozier [6]) hebben aangetoond dat met een dergelijke opstelling met twee elliptische spiegels een stralingsflux in het beeldbrandpunt kan worden verkregen van 10-14 watt/mm² (afhankelijk van het type koolspitsen). Deze waarde is slechts weinig geringer dan de maximale waarde van ca. 15 W/mm² die men tot dusver in zonneovens heeft bereikt. Null en Lozier slaagden er dan ook in, met hun opstelling kleine hoeveelheden elliptische spiegel, die als één der beide spiegels voor de opstelling volgens fig. 1*c* kan dienen. Een zelfde spiegel is als tweede spiegel gebruikt; zie *fig. 2*. De spiegeldiameter is ca. 36 cm, de brandpuntsafstanden zijn 14 en 68 cm. In de lamp kunnen koolspitsen worden gebruikt voor een boogstroom tot 80 A; het continu verschuiven van de koolspitsen gebeurt automatisch.

De stralingsflux in het beeldbrandpunt bij deze oven is niet gemeten, maar bedraagt naar schatting ca. 5 W/mm². Wat de te bereiken temperaturen betreft, deze hangen natuurlijk in sterke mate af van de absorptie en reflexie door de bestraalde stof. Is het materiaal transparant of sterk reflecterend, dan zal in de praktijk slechts een kleine temperatuurverhoging worden verkregen. Glas b.v. wordt nauwelijks heet, en het vrij transparante Al_2O_3 (smeltpunt 2320 °K) kan met de genoemde stralingsflux niet worden gesmolten — tenzij men er een weinig chroom aan toevoegt om de absorptie te verhogen. Het goed absorberende NiO (smeltpunt 2360 °K) daarentegen wordt gemakkelijk gesmolten: een gesinterd NiO-staafje van ca. 5 mm dikte, dat men in het brandpunt brengt, smelt binnen enkele seconden. Dit demonstreert tevens de grote opwarmsnelheid in de stralingsoven. Ook andere oxydische materialen, zoals TiO_2 en $MnFe_2O_4$ (een spinel), worden gemakkelijk gesmolten.

De inrichting van onze koolboogbeeldoven waarmee het te verhitten materiaal in het beeldbrandpunt wordt gebracht, is speciaal geconstrueerd voor het reeds genoemde doel, het zonesmelten, en wel in de vorm van kroesloos zonesmelten. Twee

---

[5]) Zie: R. E. De la Rue en F. A. Halden, Arc-image furnace for growth of single crystals, Rev. sci. Instr. **31**, 35-38, 1960 (no. 1). Voor de techniek van de koolboogbeeldoven, zie ook: P. E. Glaser, Imaging-furnace developments for high-temperature research, J. Electrochem. Soc. **107**, 226-231, 1960 (no. 3).

[6]) M. R. Null en W. W. Lozier, Carbon arc image furnaces, Rev. sci. Instr. **29**, 163-170, 1958.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

draaibare houders waarin twee staven van het te smelten oxyde worden geklemd, zijn zodanig in een raam aangebracht dat de assen der staven verticaal en in elkaars verlengde liggen. De bovenste houder kan in het raam in de richting van deze as een weinig worden verplaatst, en het gehele raam kan met een vrij grote slag eveneens in deze richting worden verschoven. Door verplaatsen van het raam brengt men eerst de top van de onderste oxydestaaf in het beeldbrandpunt, zodat deze smelt. De bovenste staaf wordt vervolgens in de gesmolten top gedipt,

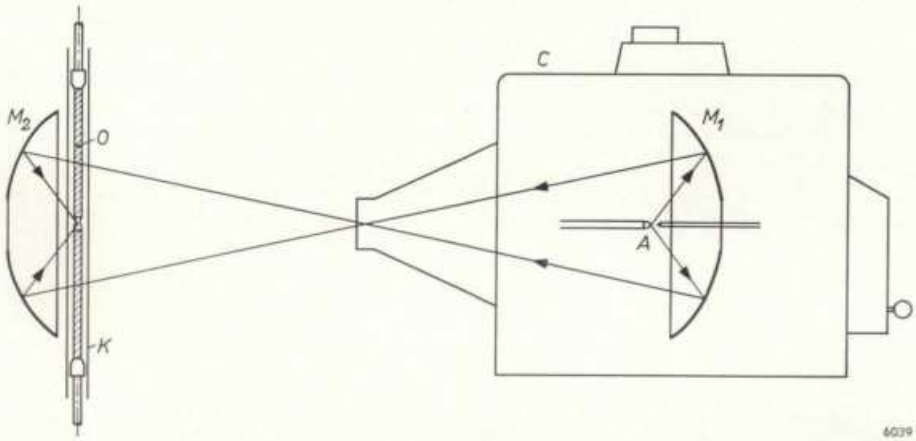


Fig. 2. Schets van de koolboogbeeldoven. *C* cinemabooglamp, met koolboog *A* en elliptische spiegel M_1. In het nabije brandpunt van de tweede elliptische spiegel M_2 is de te verhitten oxydestaaf *O* geplaatst, eventueel omgeven door een buis *K* van glas of kwarts.

waardoor tussen de beide staven, ten gevolge van de oppervlakspanning van de smelt, vanzelf een gesmolten „zone" wordt gevormd. Door optrekken of laten zakken van het raam kan men nu de gesmolten zone door de staven heen laten lopen.

Het materiaal wordt slechts aan de zijde van de nabije spiegel verhit. Om te vermijden dat door de eenzijdige verhitting een ongelijkmatig stollen en smelten van de lopende zone optreedt, laten we de houders van de beide staven roteren, en wel in tegengestelde richtingen. Een toerental van 60-120 omw/min blijkt in het algemeen voldoende om een rotatiesymmetrisch smeltings- en stollingsfront te krijgen. Door de tegengestelde draaiing aan weerszijden van de zone wordt een roering in de smelt veroorzaakt, die een uniforme temperatuurverdeling en een homogene samenstelling bevordert. De oppervlakspanning van de smelt van de genoemde oxydes blijkt groot genoeg te zijn om bij een staafdikte van ca. 5 mm en een zonelengte van 5 tot 10 mm de zone intact te houden. Men kan de zonelengte nog regelen door variatie van de boogstroom of door een geringe defocussering van de tweede elliptische spiegel.

Dank zij de grote opwarmsnelheid van de genoemde oxydische materialen kan met betrekkelijk grote loopsnelheden van de zone worden gewerkt. Zo bleef b.v. bij $MnFe_2O_4$ in onze opstelling de gesmolten zone nog intact bij een snelheid van 20 cm per uur. Normaal werken wij met een snelheid van enkele cm per uur.

Om de staven heen kan een buis van glas of kwarts worden aangebracht, zonder dat dit de verhitting stoort. Op deze wijze kan het gehele proces worden uitgevoerd in iedere gewenste gasatmosfeer.

In *fig. 3* is een foto van de opstelling weergegeven. Een aantal van de beschreven details is hierop te zien.

Bereiding van monokristallen

Het kroesloos zonesmelten levert een elegante mogelijkheid voor het bereiden van monokristallen. Deze werkwijze wordt voor metalen veel toegepast en men heeft ze bij germanium en vooral bij silicium — met gebruikmaking van hoogfrequentieverhitting — tot een zeer geperfectioneerde techniek ontwikkeld. Voor oxydes echter met hoog smeltpunt is van deze mogelijkheid nog vrijwel geen gebruik gemaakt.

Wij hebben de mogelijkheid, om door zonesmelten in onze koolboogbeeldoven monokristallen van oxydes met hoog smeltpunt te verkrijgen, onderzocht en daarbij zeer bevredigende resultaten geboekt. O.a. hebben wij monokristallen verkregen van NiO, TiO_2, en de volgende reeksen mengkris-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tallen van $MnFe_2O_4$ met andere verbindingen met spinelstructuur:

$Mn_{1+x}Fe_{2-x}O_4$, met $x = -0{,}1$ of 0 of 0,1 of 0,2;

$MnTi_xFe^{II}_xFe^{III}_{2-2x}O_4$, met $x = 0{,}15$ of 0,30 of 0,45;

$MnTi_{0,15}Co_{0,15}Fe_{2,7}O_4$;

$Mg_{0,45}Mn^{II}_{0,55}Mn^{III}_{0,23}Fe_{1,77}O_4$.

Als uitgangsmateriaal gebruiken wij staven, die zijn verkregen door de poedervormige metaaloxydes in de juiste mengverhouding voor te stoken en vervolgens in staafvorm te persen en te sinteren. De gesinterde staven zijn nog poreus, maar voldoende hanteerbaar, en ze bezitten ook een voldoende thermische schokvastheid om ze te kunnen zonesmelten zonder dat ze in stukken uiteenvallen.

Voor het doen groeien van een monokristal passen wij de b.v. voor silicium bekende standaardtechnieken toe: er wordt in de stollende staaf een aanvankelijke insnoering tot zeer kleine diameter teweeggebracht door de afstand tussen de beide staven te vergroten. Heeft men aldus een monokristalstaaf gemaakt, dan kan men stukjes hiervan als entkristallen voor het doen groeien van nieuwe monokristallen gebruiken. De totale lengte van de verkregen monokristallen is, daar we tot dusver niet met twee omschakelbare koolbogen hebben gewerkt (zie hierboven), beperkt door de brandduur der koolspitsen. Bij stromen van 50-70 A ligt deze tussen 2 en $\frac{1}{2}$ uur, wat bij een zonesnelheid van enkele cm per uur kristallen oplevert van enige cm lengte — voldoende voor de meeste doeleinden van het vastestofonderzoek. In *fig. 4* zijn enkele van deze monokristallen afgebeeld, *fig. 5* toont de gesmolten zone bij het groeien van een monokristal van $MnFe_2O_4$.

Het proces van het zonesmelten en van het groeien van kristallen verloopt bij de oxydische verbindingen wel veel ingewikkelder dan bij elementen, zoals Ge en Si. De oxydes immers kunnen ontleden, en

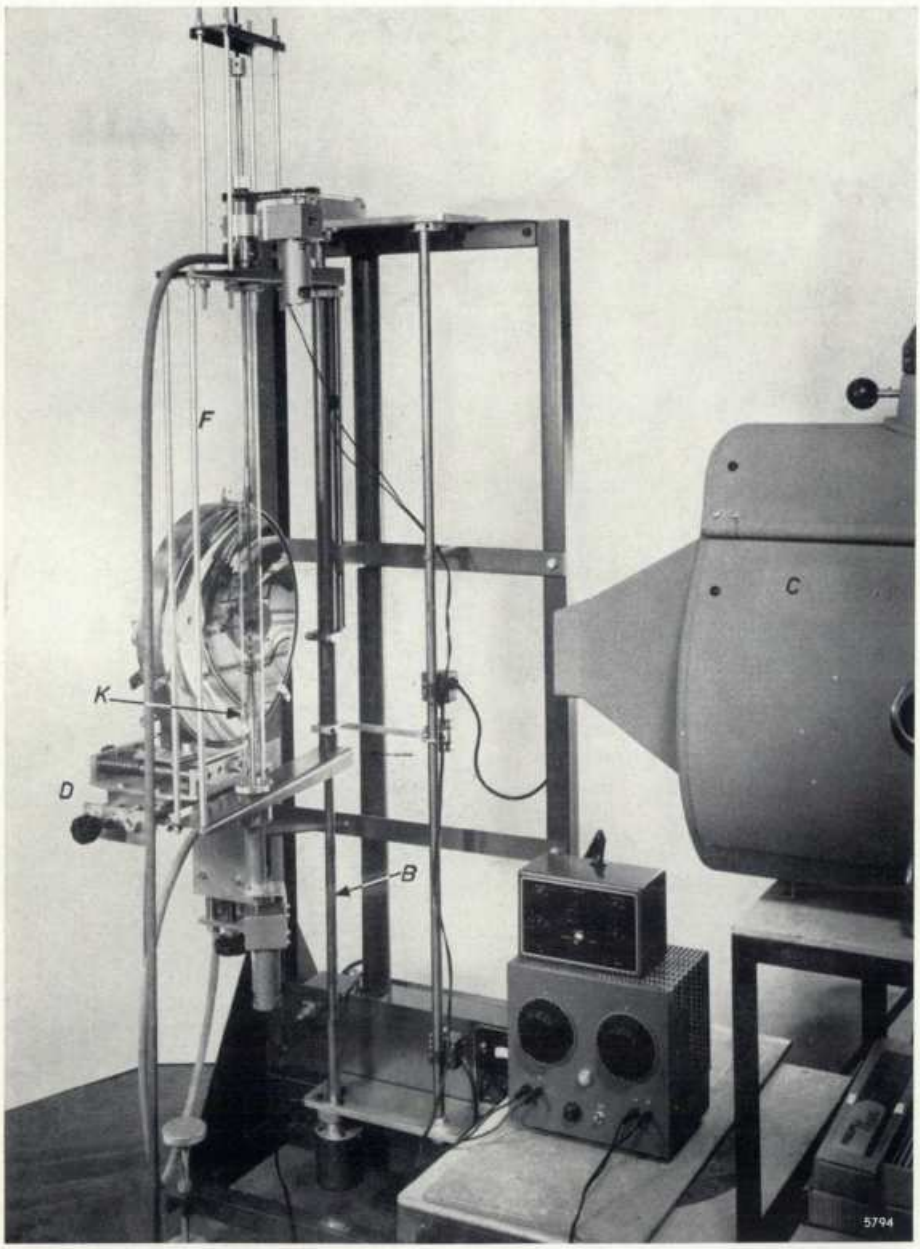


Fig. 3. Koolboogbeeldoven, in het Philipslaboratorium te Eindhoven gebruikt voor het zonesmelten van oxydes. Rechts is gedeeltelijk de cinemabooglamp *C* te zien (type EL 4455), die als condensor een ingebouwde elliptische spiegel bezit. Links de tweede elliptische spiegel, gemonteerd op een slede *D*, die in drie richtingen kan worden verplaatst voor het justeren. Boven en onder in het raam *F*, dat met regelbare snelheid in verticale richting langs de leistaaf *B* verplaatsbaar is, zijn de beide roterende houders gelagerd, waarin de oxydestaven worden geklemd. Het toerental van elk der beide houders wordt onafhankelijk geregeld met het onderste schakelkastje, de beweging van het raam met het bovenste. Om de oxydestaven heen is een kwartsbuis *K* geplaatst, die via de boven en onder aangesloten rubberslangen gevuld kan worden met het gas waarin men het zonesmelten wil doen plaatsvinden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fig. 4. Enkele monokristalstaafjes van oxydes, verkregen met de beschreven opstelling in verschillende atmosferen. De zonesnelheid was in alle gevallen 6 cm per uur. Van links naar rechts: $MnFe_2O_4$ in lucht; $Mn_{1,1}Fe_{1,9}O_4$ in stikstof met 0,2% zuurstof; $Mn_{1,2}Fe_{1,8}O_4$ in stikstof met 0,2% zuurstof; TiO_2 in lucht. Op de voorgrond liggen enkele door splijting van een NiO-staafje losgemaakte kristalstukjes, waaraan fraaie kristalvlakken te zien zijn; dit staafje was gegroeid in zuivere zuurstof.

de zuurstofevenwichtsdruk van een oxyde hangt af van de temperatuur. De gekozen partiële zuurstofdruk van de gasatmosfeer kan slechts voor één temperatuur de juiste waarde hebben om ontleding of oxydatie te voorkomen. Binnen de gesmolten zone is de temperatuur door het roereffect van het roteren enigszins constant, maar in het gestolde gedeelte neemt de temperatuur in de asrichting van de staaf zeer steil af. Het is dus onvermijdelijk dat het materiaal bij het doorlopen van de zone achtereenvolgens gereduceerd en geoxydeerd wordt.

Zo treedt b.v. bij het zonesmelten van NiO aan de lucht een aanzienlijke reductie in de smelt op: bij plotseling afkoelen van de gehele smelt kan hierin metallisch nikkel worden aangetoond. Toch is het uit de smelt gekristalliseerde materiaal vrijwel stoechiometrisch NiO, en de afgekoelde staafjes blijken zelfs een weinig geoxydeerd te zijn. Bij het zonesmelten van TiO_2 in lucht stolt uit de smelt de gereduceerde zwarte modificatie, die tijdens het afkoelen weer compleet oxydeert tot de lichtgele vorm van vrijwel stoechiometrisch TiO_2. Als laatste voorbeeld noemen we $MnFe_2O_4$ en de hierboven vermelde gesubstitueerde mangaanferrieten: bij zonesmelten hiervan in lucht blijkt tijdens het afkoelen een oxydatie van de buitenste laag op te treden. Ontdaan van deze huid, blijkt de kern echter weer een samenstelling te hebben die vrij goed overeenkomt met de voor de gesinterde staven ingewogen verhoudingen. Voert men het zonesmel-

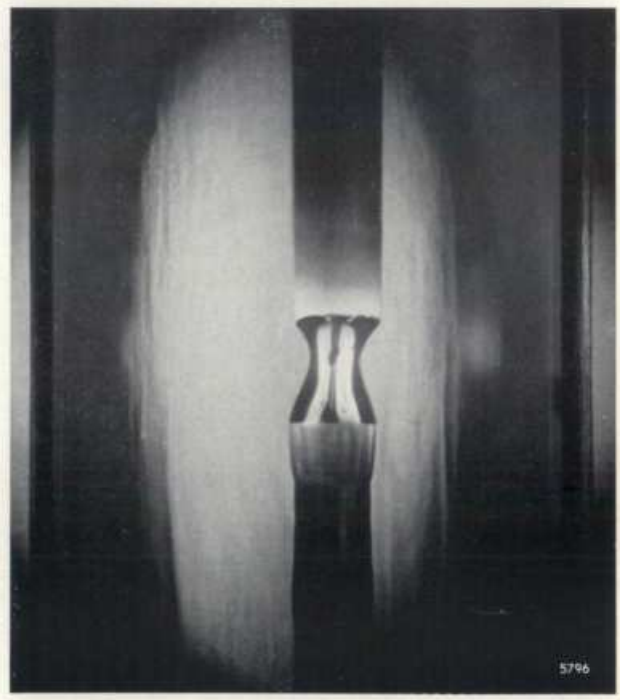


Fig. 5. Gesmolten zone, gefotografeerd door de 3,5 cm wijde kwartsbuis heen, tijdens het groeien van een monokristal van $MnFe_2O_4$. Het raam met de beide staven beweegt langzaam in neerwaartse richting, wat erop neerkomt dat de zone in het materiaal omhoog loopt. Het gedeelte boven de zone is de gesinterde polykristallijne staaf, ter dikte van 5 mm, het gedeelte eronder is monokristallijn gestold.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ten van deze mangaanferrieten uit in stikstof met 0,2% zuurstof, dan heeft men ook in de buitenste laag vrijwel geen oxydatie (vgl. fig. 4).

Ondanks de complicatie van de ontleding blijkt het dus mogelijk door zonesmelten van deze oxydes monokristallen te maken zonder belangrijke afwijkingen van de stoechiometrie. Deze eigenschap geldt voor de gehele monokristalstaaf, want bij het zonesmelten treedt al spoedig een stationaire toestand op, doordat steeds nieuw materiaal aan de smelt wordt toegevoerd. Dit in tegenstelling met twee andere methodes om monokristallen van oxydes te maken, nl. de methode van Bridgeman-Stockbarger en de fluxmethode [7]), waarbij tijdens het groeien van het kristal een geleidelijke verandering van de chemische samenstelling onvermijdelijk is. Weer een andere methode, gebaseerd op het oude procédé van Verneuil [7]), heeft met het zonesmelten het voordeel gemeen dat een stationaire toestand kan worden bereikt, waarna de samenstelling van het stollende materiaal in principe constant blijft; ook kan men dit procédé uitvoeren met stralingsverhitting [5]), zodat men de atmosfeer vrij kan kiezen. Bij het proces van Verneuil echter veroorzaakt de preparering van het uitgangsmateriaal heel wat meer moeilijkheden dan bij de hier beschreven methode van het zonesmelten.

Een probleem dat zich bij de beschreven methode voordoet, zij tot slot nog aangestipt. Het houdt verband met de hierboven genoemde steile temperatuurverdeling in het materiaal direct na het stollen — een verdeling die aan de zeer lokale verhitting in de stralingsoven inherent is en die door het geringe warmtegeleidingsvermogen van vele oxydes nog in de hand wordt gewerkt. Weliswaar zijn de plaatselijke temperaturen in het materiaal niet nauwkeurig te meten: meetresultaten van de optische pyrometer (de enige hier in aanmerking komende methode) zijn moeilijk te interpreteren ten gevolge van de reflexie van het overvloedig door de koolboog geleverde licht. Men mag echter wel aannemen dat axiale temperatuurgradiënten van de orde van grootte van 1000 °C per cm optreden. Bij een zonesnelheid van 5 cm per uur betekent dit voor het monokristal een feitelijke afkoelsnelheid van globaal 100 °C per minuut. Ten gevolge van de betrekkelijk geringe plastische vervormbaarheid van de oxydes ontstaan door deze snelle afkoeling vaak barsten in de monokristallen. Wil men dit voorkomen, zonder teveel van de groeisnelheid op te offeren, dan zal men b.v. extra-warmtebronnen moeten gebruiken om het gestolde materiaal langere tijd op temperatuur te houden.

Samenvatting. Om oxydes met een grote soortelijke weerstand aan het bekende proces van zonesmelten te onderwerpen, kan men niet goed — zoals b.v. bij silicium en germanium — gebruik maken van hoogfrequentieverhitting. Het zonesmelten van zulke oxydes blijkt echter zeer goed mogelijk te zijn met behulp van stralingsverhitting. Een hiervoor gebruikte (overigens voor andere doeleinden al veel toegepaste) opstelling, waarbij door twee elliptische spiegels een beeld van een zeer intense koolboog wordt ontworpen, dat men op het te smelten oxydestaafje laat vallen, wordt in dit artikel beschreven. Daar het zonesmelten hier kroesloos geschiedt, is de opstelling zeer geschikt om monokristallen van oxydes met hoog smeltpunt te maken. Beschreven wordt het bereiden van staafvormige monokristallen van NiO, TiO_2, $MnFe_2O_4$ en van verschillende gesubstitueerde mangaanferrieten. De samenstelling is over de gehele monokristalstaaf constant en beantwoordt redelijk nauwkeurig aan de stoechiometrische.

---

[7]) Zie b.v.: F. W. Harrison, The growth of oxide single crystals containing transition metal ions, Research **12**, 395-403, 1959.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

OPTISCHE METING VAN DE SNIJSNELHEID VAN STEREO-GRAMMOFOONPLATEN

door C. R. BASTIAANS *) en J. van der STEEN *). 53.082.531:681.854

Enige tientallen jaren geleden heeft men aangetoond dat er een eenvoudig verband bestaat tussen de breedte van de lichtreflexie die men onder bepaalde omstandigheden op een meetgrammofoonplaat waarneemt, en de snijsnelheid, d.i. de transversale topsnelheid die de beitel bij het snijden van de plaat had. Gebruik makend van dit verband, kan men meetplaten waarvan men de snijsnelheid nauwkeurig wil kennen, op eenvoudige wijze ijken. Toen echter de moderne stereo-grammofoonplaat zijn intrede deed, bleken de daarmee verkregen uitkomsten onbetrouwbaar te zijn. In onderstaand artikel leiden de auteurs de voorwaarde af waaraan voldaan moet zijn om ook bij stereoplaten goede resultaten te krijgen. Beschreven wordt een meetopstelling waarin de nieuwe inzichten zijn toegepast.

Bij velerlei elektro-akoestisch werk — onderzoek aan groefsnijders, groeftasters, luidsprekers, en in de grammofoonplatenindustrie — maakt men gebruik van meetplaten. Dit zijn grammofoonplaten waarop een reeks tonen met gegeven toonhoogten zijn geregistreerd. Voor meetdoeleinden wenst men hetzij de amplitude die de groef op deze platen maakt, nauwkeurig te kennen, hetzij de met de amplitude evenredige topwaarde van de snijsnelheid (ook wel modulatiesnelheid genoemd), d.i. de transversale snelheid waarmee tijdens het registreren de beitelpunt van de groefsnijder bewoog.

In 1930 al hebben Buchmann en Meyer een optische methode aangegeven volgens welke de snijsnelheid eenvoudig kan worden gemeten [1]). Genoemde onderzoekers hebben gevonden dat de lichtreflexie die men onder bepaalde omstandigheden op een meetgrammofoonplaat waarneemt, een breedte b heeft die evenredig is met de topwaarde $\hat{v}$ van de snijsnelheid, en die verder onafhankelijk is van de straal der groefwindingen en van de frequentie van de geregistreerde toon:

$$\hat{v} = \pi n b. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Hierin is n het aantal omwentelingen per seconde dat de plaat bij het snijden maakte. Is $\hat{v}$ constant, zoals bij meetplaten veelal het geval is, dan ziet men de reflexie als twee diametraal tegenover elkaar gelegen lichtbanden met constante breedte b, in *fig. 1* aan de ene zijde van de plaat aangeduid als b_i, aan de andere zijde als b_o. Door b te meten, kan men uit (1) $\hat{v}$ bepalen.

Wij zullen aanstonds een algemenere formule afleiden, die zowel voor „stereo"- als voor „monofone" platen geldt, en daarbij gebruik maken van een strengere bewijsvoering dan Buchmann en Meyer hebben gegeven [2]). Vooraf geven wij een korte uiteenzetting over de verschillende modulatiemethodes bij grammofoonplaten.

Modulatiemethodes bij grammofoonplaten

Het kenmerkende verschil tussen een gewone, „monofone", grammofoonplaat en een „stereo"-plaat is dat op de laatste twee signalen zijn geregistreerd; het „linker"- en het „rechter"-signaal. Aanvankelijk heeft men geëxperimenteerd met het aanbrengen van de twee signalen ieder in een eigen groef, waarbij de twee groeven zich hetzij aan dezelfde kant van de plaat bevonden [3]), hetzij aan verschillende kanten. Daar er met twee snijsystemen moest worden gesneden en met twee groeftasters afgetast, was het vraagstuk van de synchronisatie bijzonder moeilijk op te lossen. Daarbij kwam nog als principieel nadeel dat de speelduur van de plaat slechts half zo lang was als die van een even grote monofone plaat.

Bij de huidige stereoplaat worden de twee signalen aangebracht in dezelfde groef. De snijbeitel is gekoppeld met twee aandrijfsystemen, die in beginsel onafhankelijk van elkaar werken. Ter vermijding van wisselwerking tussen de beide systemen moeten de twee bewegingsrichtingen loodrecht op elkaar

*) N.V. Philips' Phonographische Industrie, Baarn.

[1]) G. Buchmann en E. Meyer, Eine neue optische Messmethode für Grammophonplatten, Elektr. Nachr.-Techn. **7**, 147-152, 1930. In verkorte vorm is dit artikel in het Engels verschenen: J. Acoust. Soc. Amer. **12**, 303-306, 1940.

[2]) Deze afleiding danken wij aan H. de Lang, Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

[3]) K. de Boer, Proeven met stereofoonplaten, Philips techn. T. **5**, 187-191, 1940.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

staan. Twee mogelijkheden liggen hierbij voor de hand:

1) Het ene signaal wordt lateraal in de groef geregistreerd — evenals bij de thans gebruikelijke monofone platen dus —, het andere signaal verticaal, zoals bij de monofone platen van bepaalde merken een halve eeuw geleden werd gedaan. Men noemt dit de „0/90"-methode. *Fig. 2a* en *b* laten zien hoe de groefwanden zich verplaatsen bij laterale resp. verticale modulatie.

2) De twee signalen worden geheel symmetrisch geregistreerd, d.w.z. de twee bewegingsrichtingen staan onder 45° met het vlak van de plaat. Dit noemt men „45/45"- of flankmodulatie. Is slechts één van de twee signalen aanwezig, dan verplaatst zich slechts één van de twee groefwanden (fig. 2*c*).

Fig. 1. Op de afgebeelde meetplaat zijn in de windingen *1* bij 78,26 omw/min en in de windingen *2* bij 33,33 omw/min reeksen sinustonen met verschillende frequenties geregistreerd. In beide groepen windingen is de snijsnelheid constant, in groep *2* echter kleiner dan in groep *1*. Op elk van de twee groepen ziet men twee diametraal tegenover elkaar liggende lichtreflexies, die, in overeensteming met verg. (1), een constante breedte vertonen. (Het verschil tussen de breedte b_i op de voorste en de breedte b_o op de achterste helft van de plaat is in eerste benadering te verwaarlozen.) Voor verdere bijzonderheden over deze meetplaat, zie fig. 10.

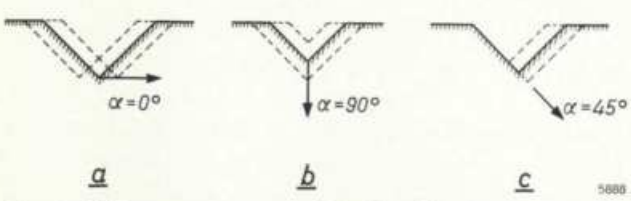


Fig. 2. Wijze waarop een groefwinding (hier gezien in axiale doorsnede) zich verplaatst, *a*) bij laterale modulatie, *b*) bij verticale modulatie, *c*) bij flankmodulatie op één groefwand. De pijl wijst de snijrichting van de beitel aan. De hoek die de pijl met het vlak van de plaat maakt, is de snijhoek α (resp. 0°, 90° en 45°).

De 45/45-methode heeft onder meer het voordeel dat in laterale richting een sommatie van de twee signalen wordt verkregen, zodat de plaat monofoon kan worden gespeeld met een normale, uitsluitend voor laterale beweging gevoelige, groeftaster [4]). De hedendaagse stereoplaten zijn dan ook alle volgens het 45/45-systeem vervaardigd. Sommige meetplaten echter zijn gemoduleerd volgens het 0/90-systeem; ze dienen voor het onderzoek van bepaalde eigenschappen van stereogroeftasters voor het 45/45-systeem.

[4]) Opgemerkt zij dat het bewegende systeem van deze (monofone) groeftaster in verticale richting een zo geringe stijfheid moet hebben dat de in de stereoplaat aanwezige verticale groefmodulatie niet wordt beschadigd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Zowel bij de 0/90- als bij de 45/45-methode is in beginsel een volledige scheiding van de twee signalen mogelijk. In de praktijk echter is een zekere mate van overspreken tussen het linker- en het rechterkanaal niet te voorkomen. Het overspreken heeft invloed op het stereofonische effect en is afhankelijk van de geometrie van de groefsnijder en de groeftaster [5]). Met de lichtreflexiemethode kan men niet alleen de snijsnelheid bepalen, maar, in principe althans, ook de mate van overspreken voor zover dit te wijten is aan de groefsnijder en dus „in de plaat" aanwezig is.

Afleiding van de betrekking tussen de lichtbandbreedte, de snijsnelheid en verschillende parameters

De betrekking tussen de waargenomen lichtbandbreedte b en de topwaarde $\hat{v}$ van de sinusvormig variërende snijsnelheid hangt in het algemeen af van twee hoekparameters: de snijrichting α (zie fig. 2) en de lichtinvals- en kijkrichting β, beide ten opzichte van het vlak van de grammofoonplaat [6]).

Om praktische redenen voeren we nog een derde parameter in, die onmiddellijk in b kan worden uitgedrukt, namelijk de in *fig. 3* aangegeven hoek φ:

$$\sin \varphi = b/2R. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Hierin is R de straal van de groefwinding (voorlopig beschouwen we slechts één winding). 2φ is de hoek tussen de stralen die de uiterste reflecterende punten A_1 en A_2 op deze winding met het middelpunt verbinden.

Eenvoudigheidshalve doen we alsof hier de geometrische optica mocht worden toegepast, dus alsof buigingsverschijnselen niet in aanmerking behoefden te worden genomen. Verder is het voor de beschouwingen gemakkelijker als we de groef niet gesneden denken in een draaiende plaat door een beitel die alleen transversaal beweegt, maar in een stilstaande plaat door een transversaal bewegende beitel die rondloopt (n omwentelingen per seconde). Bij afwezigheid van modulatie heeft de beitel dan alleen een tangentiële snelheid V, gegeven door

$$V = 2\pi R\, n. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

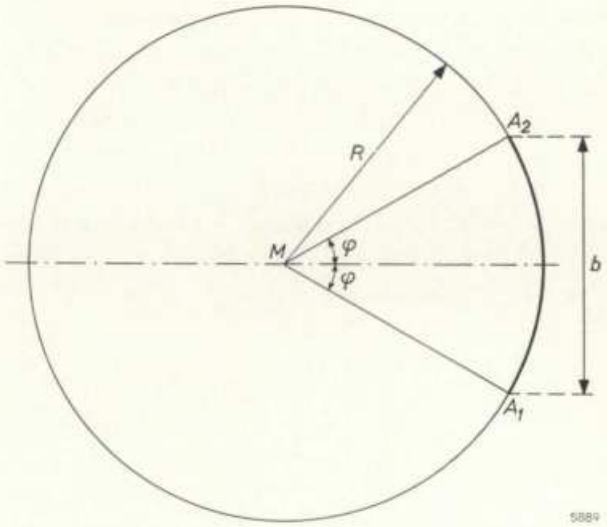


Fig. 3. Op een groefwinding (straal R) bevinden zich alleen op het dik getekende gedeelte A_1A_2 punten die licht in de richting van de waarnemer reflecteren. A_1 en A_2 zijn de uiterste van deze punten, b is de breedte van de lichtband die men op de opeenvolgende groefwindingen waarneemt.

Het uit de richting β invallende licht zal slechts door bepaalde punten van de groefwinding in dezelfde richting gereflecteerd worden, en wel slechts door die punten waar de normaal de richting β heeft. In *fig. 4* is een doorsnede van de groef loodrecht op de totale beweging van de beitel getekend (de totale beweging is gegeven door de vectorsom van de snelheden V en $\hat{v}$). De bodem van de groef heeft in deze doorsnede een verzameling normalen die in het vlak van tekening liggen en richtingen hebben die begrensd worden door de beide uiterste normalen, n_1 en n_2. Voorwaarde tot reflexie in de richting β is niet alleen dat β tussen de richtingen n_1 en n_2 in ligt, maar ook dat β *in het loodvlak op de richting van de totale beitelbeweging ligt.*

Naarmate de in de gewenste richting reflecterende punten verder uit het verticale symmetrievlak van

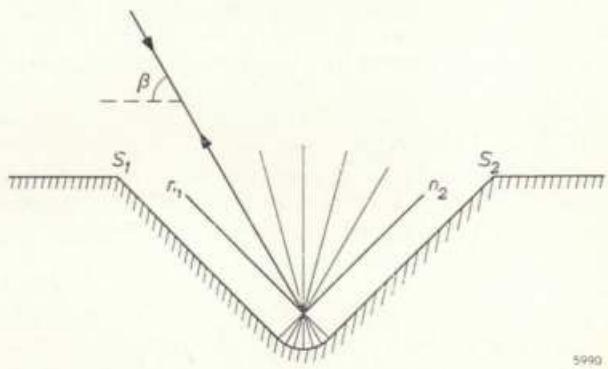


Fig. 4. Doorsnede van een groefwinding in een vlak loodrecht op de totale beitelbeweging. De bodem van de groef heeft een verzameling normalen, begrensd door n_1 en n_2. Volgens één van deze normalen wordt licht in de kijkrichting β teruggekaatst mits het vlak van de doorsnede evenwijdig met deze richting loopt.

[5]) J. L. Ooms en C. R. Bastiaans, Some thoughts on geometric conditions in the cutting and playing of stereodiscs and their influence on the final sound picture, J. Audio Engng. Soc. **7**, 115-121, 1959.

[6]) De invals- en de kijkrichting behoeven niet samen te vallen. Kiest men ze verschillend, dan gaan de gegeven beschouwingen eveneens op indien men onder β verstaat de hoek die de bissectrix van de hoek tussen de twee richtingen met het vlak van de plaat maakt. Wij houden ons hier echter aan het geval dat de kijkrichting met de invalsrichting samenvalt, in overeenstemming met de straks te beschrijven apparatuur.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de waargenomen lichtband liggen, bevinden ze zich op plaatsen van de groefbodem waar de totale beitelbeweging een grotere hoek met de tangentiële beweging maakt (*fig. 5*). De uiterste punten die nog in de richting β reflecteren, A_1 en A_2, zijn derhalve diegene waar deze hoek maximaal is, d.w.z. zijn tangens gelijk aan $\hat{v}/V$. Hieruit is $\hat{v}$ te berekenen indien we de maximale hoek als functie van de hoekparameters α en β kennen.

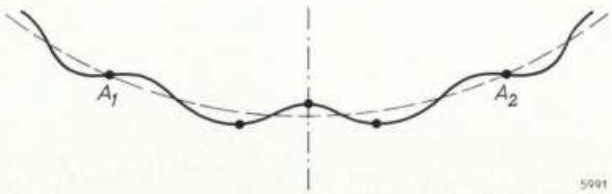


Fig. 5. De golflijn stelt de groefbodem voor (van boven gezien), de stippen zijn de punten die licht in de kijkrichting reflecteren. Naarmate deze punten verder van het symmetrievlak verwijderd zijn, bevinden ze zich op een steiler gedeelte van de golflijn. In de uiterste reflexiepunten, A_1 en A_2, heeft de golflijn de maximale helling ten opzichte van de ongemoduleerde groef. Links van A_1 en rechts van A_2 ziet de waarnemer geen reflexies.

Als de omstandigheden zo zijn gekozen dat de groefbodem onzichtbaar is, blijkt men toch nog een lichtband waar te nemen — weliswaar van geringere intensiteit, maar van onveranderde breedte. Deze reflexie moet worden toegeschreven aan de sporen die de onvermijdelijke oneffenheden in de snijkanten van de beitel hebben achtergelaten in de groefwanden. Voor deze uiteraard zeer fijne sporen is een geometrisch-optische redenering, zoals we zoëven hebben gehouden voor de groefbodem, niet geoorloofd. Een nadere beschouwing, waarbij buiging in aanmerking wordt genomen, blijkt echter precies hetzelfde resultaat op te leveren.

Een andere beperking voor geometrisch-optische beschouwingswijzen is hierin gelegen dat de „golflengte" en de amplitude van de modulatie in de plaat niet altijd voldoende groot zijn in vergelijking met de golflengten van het licht. Bij een frequentie van 1000 Hz en bij de op meetplaten gebruikelijke amplitudes is dit effect zeker niet storend, maar bij hoge audiofrequenties vergt het een nadere beschouwing [7]).

Een geheel aparte rol spelen in principe de bovenranden van de groef (de snijlijnen van de groefwanden met het bovenvlak van de plaat; S_1 en S_2 in fig. 4). De bovenranden volgen namelijk niet de beitelbeweging zelf, maar slingeren in het vlak van de plaat met een amplitude die af te leiden is uit de beitelbeweging en de richtingen der snijkanten van de beitel. In hoeverre reflexies aan de bovenranden in de praktijk van invloed zijn, zou nader onderzocht moeten worden.

Wij berekenen nu de tangens van de maximale hoek tussen de totale en de tangentiële beitelbeweging (deze tangens, vermenigvuldigd met V, levert de gezochte snijsnelheid $\hat{v}$).

Elk punt van de snijkanten van de beitel voert bij het snijden een beweging langs een kegelmantel uit, waarvan de halve tophoek $90°-\alpha$ is. In *fig. 6a* is de situatie voor de uiterste reflexiepunten, A_1 en A_2, getekend. In deze punten zal volgens het voorgaande de bewegingsvector (de vectorsom van V en $\hat{v}$) in het vlak loodrecht op de richting β liggen, en de snijsnelheid $\hat{v}$ de richting van de beschrijvende lijn van de kegel hebben. Hieruit volgt dat de bewegingsvector zal raken aan de doorsnijding s van de kegel en het vlak loodrecht op de richting β. De hoek A_1MP is gelijk aan de hoek φ van fig. 3.

Het was ons te doen om de tangens van de hoek tussen $V+\hat{v}$ en V, dus om de tangens van $\angle CA_1D$. Deze tangens is CD/A_1C (de hoek bij C is recht). Voor oneindig kleine afstand CA_1 is $CA_1 =$ boog $C''A_1 = R\,\mathrm{d}\varphi$, terwijl voor CD uit een meetkundige beschouwing volgt (hieronder in kleine druk weergegeven):

$$CD = R\,\mathrm{d}\varphi \sin\psi \frac{\cos\beta\cos\psi}{\sin\alpha\sin(\beta+\psi)}, \qquad (4)$$

waarin de hulphoek $\psi = \angle MNA'$ de projectie van $\angle MNA_1$ $(= 90°-\alpha)$ op het vlak MNP is (fig. 6*b*).

Het driehoekje A_1CD projecteren we op het vlak MNP. Dit levert het driehoekje $A'C'D'$ (fig. 6*b*). Hierin is $A'C' = R\,\mathrm{d}\varphi\sin\varphi$. Voor oneindig kleine afmetingen (C en D in fig. 6*a* naderend tot A_1) is eenvoudig af te leiden dat voor de zijde $A'D'$ geldt:

$$A'D' = R\,\mathrm{d}\varphi\sin\varphi\frac{\cos\psi}{\sin(\beta+\psi)}$$

en voor de hoogtelijn $D'E$:

$$D'E = R\,\mathrm{d}\varphi\sin\varphi\frac{\cos\psi\cos\beta}{\sin(\beta+\psi)}.$$

Hieruit volgt (4), aangezien $CD = D'E/\sin\alpha$.

De verhouding CD/A_1C is dus gelijk aan

$$\frac{\cos\beta\sin\varphi\cos\psi}{\sin\alpha(\sin\beta\cos\psi+\cos\beta\sin\psi)} = \frac{\cos\beta\sin\varphi}{\sin\alpha(\sin\beta+\cos\beta\,\mathrm{tg}\,\psi)}.$$

Voor de hulphoek ψ geldt:

$$\mathrm{tg}\,\psi = \frac{MA'}{MN} = \frac{\cos\varphi}{\mathrm{tg}\,\alpha},$$

waarmee de formule voor CD/A_1C overgaat in

$$\frac{\cos\beta\sin\varphi}{\sin\alpha\sin\beta+\cos\alpha\cos\beta\cos\varphi}.$$

Door dit gelijk te stellen aan $\hat{v}/V = \hat{v}/2\pi Rn$, vinden we:

$$\hat{v} = \pi n \times 2R\sin\varphi\frac{\cos\beta}{\sin\alpha\sin\beta+\cos\alpha\cos\beta\cos\varphi},$$

[7]) B. B. Bauer, Calibration of test records by interference patterns, J. Acoust. Soc. Amer. **27**, 586-594, 1955.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

of, door (2) in aanmerking te nemen:

$$\hat{v} = \pi n b \frac{\cos \beta}{\sin \alpha \sin \beta + \cos \alpha \cos \beta \cos \varphi} . \quad . \quad (5)$$

De in de noemer voorkomende cos φ zou men met behulp van (2) eveneens kunnen elimineren, maar dit zou tot een ingewikkelde vorm leiden. Overzichtelijker is het resultaat als men weet dat φ steeds een betrekkelijk kleine hoek is, zodat in eerste benadering cos $\varphi = 1$ mag worden gesteld:

$$\hat{v} \approx \pi n b \frac{\cos \beta}{\cos (\alpha - \beta)}, \quad . \quad . \quad . \quad (5a)$$

terwijl in het algemene geval de volgende reeksontwikkeling geldt:

$$\hat{v} = \pi n b \frac{\cos \beta}{\cos(\alpha - \beta)} \left[1 + \frac{1}{8(1 + \mathrm{tg}\alpha \, \mathrm{tg}\beta)} \left(\frac{b}{R} \right)^2 + \ldots \right], \quad (5b)$$

of, omgekeerd:

$$b = B \left| \frac{\cos(\alpha - \beta)}{\cos \beta} \right| \left[1 - \frac{\cos \alpha \cos(\alpha - \beta)}{8 \cos \beta} \left(\frac{B}{R} \right)^2 + \ldots \right], \quad (6)$$

waarin $B = \hat{v} / \pi n$.

Uit (6) blijkt dat b in eerste benadering niet van R afhangt. Opeenvolgende windingen leveren dus elk, mits de snijsnelheid $\hat{v}$ (en dus B) overal dezelfde is, twee reflecterende bogen met dezelfde breedte b, en deze bogen rijen zich aaneen tot de in fig. 1 zichtbare lichtbanden.

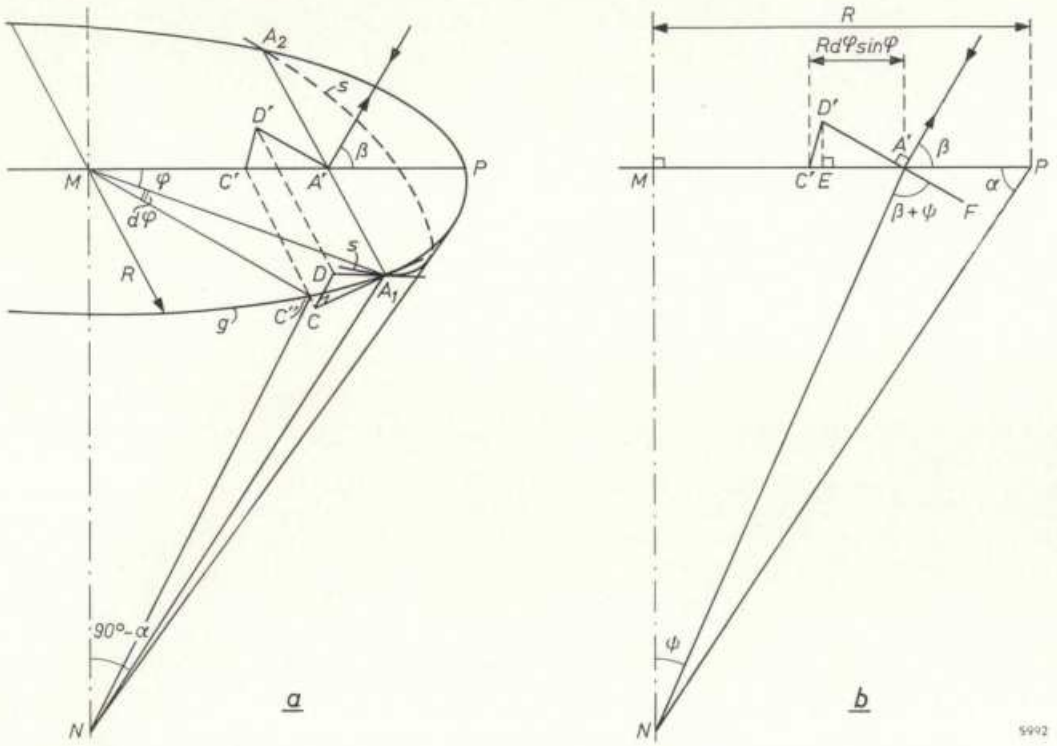


Fig. 6. *a*) De kegel waarlangs elk punt van de snijkanten van de beitel zich tijdens het snijden beweegt. M middelpunt van de plaat. g groefwinding met straal $R = MP = MA_1$. N top van de kegel (halve tophoek $90° - \alpha$). A_1 en A_2 uiterste punten die licht in de kijkrichting β reflecteren. Het vlak door A_1A_2 loodrecht op de richting β snijdt de kegel volgens de kromme s. De tangens van de maximale hoek tussen de totale beitelbeweging $V + \hat{v}$ en de tangentiële beitelbeweging V is CD/A_1C.
b) Driehoek $A'C'D'$ is de projectie van driehoek A_1CD in (*a*) op het vlak MNP, $\angle \psi$ de projectie van $\angle MNA_1$ $(= 90° - \alpha)$ op hetzelfde vlak. $\angle NA'F = \beta + \psi$.

Correctie voor de eindige afstand van de waarnemer

De evenwijdig gereflecteerde lichtstralen, indien niet door optische middelen tot convergentie gebracht, onderstellen een waarnemer op oneindig grote afstand. Een waarnemer op eindige afstand van de plaat ziet de lichtband op de ene helft van de plaat breder dan die op de andere helft. Noemen we deze breedten b_o resp. b_i (zie fig. 1), dan moet, zoals Bauer heeft aangetoond [8]), b worden vervangen door $2b_ob_i/(b_o+b_i)$. In het volgende zullen we stilzwijgend onderstellen dat deze correctie, waar nodig, steeds wordt aangebracht.

[8]) B. B. Bauer, Measurement of recording characteristics by means of light patterns, J. Acoust. Soc. Amer. **18**, 387-395, 1946.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Bijzondere gevallen

Het is nu een kleine moeite, de snijhoek α bijzondere waarden te geven en na te gaan, welke afhankelijkheid van β de relatie tussen b en $\hat{v}$ dan heeft.
1) Laterale modulatie. Voor $\alpha = 0$ gaan (5b) en (6) over in

$$\hat{v} = \pi n b \left[1 + \frac{1}{8}\left(\frac{b}{R}\right)^2 + \ldots\right]$$

resp.

$$b = B\left[1 - \frac{1}{8}\left(\frac{B}{R}\right)^2 + \ldots\right]. \quad \ldots \quad (7)$$

Hieruit blijkt dat er in dit geval geen enkele afhankelijkheid van β is; bij monofone platen heeft de invals- en kijkrichting dus geen invloed op het resultaat. De correctietermen $b^2/8R^2$ en $B^2/8R^2$ zijn in de praktijk bijna altijd te verwaarlozen ten opzichte van 1. Doet men dit, dan vindt men de oorspronkelijke verg. (1) van Buchmann en Meyer terug.
2) Verticale modulatie. Voor $\alpha = 90°$ volgt uit (5b) en (6):

$$\hat{v} = \pi n b \operatorname{cotg} \beta$$

resp.

$$b = B|\operatorname{tg}\beta|. \quad \ldots \quad (8)$$

Er is hier dus een aanzienlijke afhankelijkheid van β. De correctieterm is nul.
3) Flankmodulatie. Voor $\alpha = 45°$ gaan (5b) en (6) over in

$$\hat{v} = \pi u b \frac{\sqrt{2}}{1 + \operatorname{tg}\beta}\left[1 + \frac{1}{8(1 + \operatorname{tg}\beta)}\left(\frac{b}{R}\right)^2 + \ldots\right]$$

resp.

$$b = B\frac{|1 + \operatorname{tg}\beta|}{\sqrt{2}}\left[1 - \frac{1 + \operatorname{tg}\beta}{16}\left(\frac{B}{R}\right)^2 + \ldots\right]. \quad (9)$$

Ook hier dus afhankelijkheid van β, echter voor tg β positief in mindere mate dan bij verticale modulatie.
4) Doelmatige keuze van β. Vergelijkt men de formules (7), (8) en (9) met weglating van de correctieterm, dan blijkt dat bij $\beta = 45°$ voor verticale modulatie dezelfde betrekking geldt als voor laterale, namelijk

$$b = \hat{v}/\pi n, \quad \ldots \quad (1)$$

terwijl dan de uitdrukking voor flankmodulatie hiervan slechts een factor $\sqrt{2}$ verschilt:

$$b = \hat{v}\sqrt{2}/\pi n.$$

Om deze reden is de aanstonds te beschrijven apparatuur zo ingericht dat de invals- en kijkhoek 45° is.
5) Overspreken. Stel dat men op een meetplaat met flankmodulatie slechts in één groefwand een sinustoon wil registreren en de andere wand zo goed mogelijk vrij van signaal wil houden. Gebeurt de registratie met een snijhoek α van exact 45°, dan levert (9), met $\alpha = 45°$ en $\beta = 45°$:

$$b_{45} = \hat{v}\sqrt{2}/\pi n$$

(afgezien van de correctieterm). Maken we daarentegen $\beta = 135°$, dan levert (9), met $\alpha = 45°$ en $\beta = 135°$:

$$b_{135} = \text{exact nul.}$$

Is echter de snijhoek α niet precies 45°, maar $45° + \varrho$, dan zijn de uitkomsten:

$$b_{45} = \frac{\hat{v}}{\pi n}\sqrt{2}\cos\varrho\left[1 - \frac{1}{8}\cos\varrho(\cos\varrho - \sin\varrho)\left(\frac{\hat{v}}{\pi n R}\right)^2 + \ldots\right]$$

en

$$b_{135} = \frac{\hat{v}}{\pi n}\sqrt{2}|\sin\varrho|\left[1 + \frac{1}{8}\sin\varrho(\cos\varrho + \sin\varrho)\left(\frac{\hat{v}}{\pi n R}\right)^2 + \ldots\right].$$

Er is nu op de tweede groefwand een zekere mate van overspreken ontstaan. Het niveau hiervan ligt

$$10 \log\left(\frac{b_{135}}{b_{45}}\right)^2 \text{dB} \quad \ldots \quad (10)$$

beneden dat van het signaal op de eerste groefwand. Voor het bedrag ϱ dat de snijhoek verschilde van 45°, volgt (als de correctietermen verwaarloosd mogen worden):

$$\operatorname{tg}\varrho = \frac{b_{135}}{b_{45}}. \quad \ldots \quad (11)$$

Het is vooral hier dat men van reflexies aan de bovenranden van de groef, waarvan boven sprake is geweest, een storende invloed kan verwachten. Deze reflexies leveren een lichtbandbreedte die niet aan de grondformule (6) voldoet en die zich op b_{45} en b_{135} superponeert. Dit maakt dat de betrekkingen (10) en (11) met enige voorzichtigheid gehanteerd moeten worden.

Experimentele verificatie van de theorie

Ter verificatie van de theorie is aan de Philips meetplaat DV 140 205 de lichtbandbreedte b gemeten als functie van de invals- en kijkrichting β. Op deze plaat is bij de eerste reeks windingen flankmodulatie op de binnengroefwand toegepast ($\alpha = 45°$), bij de tweede reeks flankmodulatie op de buitengroefwand ($\alpha = 135°$), bij de derde reeks laterale modulatie ($\alpha = 0°$), en bij de vierde reeks verticale modulatie ($\alpha = 90°$). De snijsnelheid is constant,

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

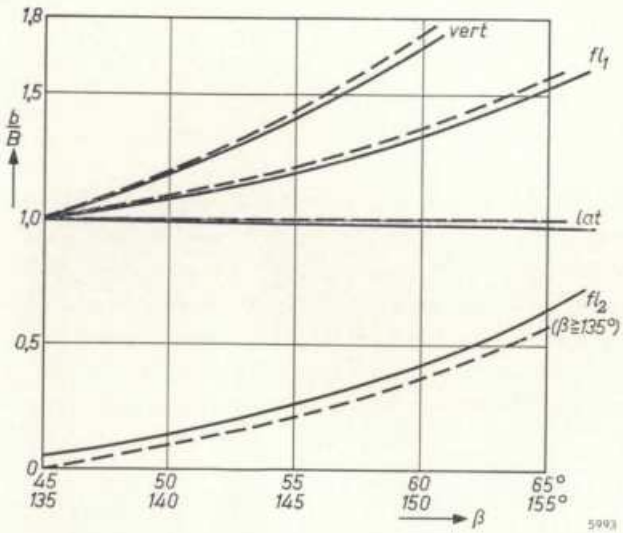


Fig. 7. Gemeten waarden (getrokken krommen) en berekende waarden (stippellijnen) van de lichtbandbreedte b in verhouding tot B, als functie van de kijkhoek β : *lat* voor laterale modulatie, *vert* voor verticale modulatie, fl_1 voor flankmodulatie (gemoduleerde groefwand), fl_2 idem (ongemoduleerde groefwand; $\beta \geqq 135°$). De metingen zijn gedaan aan de Philips meetplaat DV 140 205 (33⅓ omw/min, geregistreerde sinustoon 1000 Hz, snijsnelheid constant, maar bij de flankmodulaties een factor $\sqrt{2}$ kleiner dan bij de laterale en de verticale modulatie).

maar bij de derde en de vierde reeks een factor $\sqrt{2}$ groter dan bij de eerste en de tweede reeks. In *fig.* 7 geven de getrokken krommen de meetresultaten weer, de stippellijnen de waarden die uit de verg. (9), (8) en (7) (zonder correctieterm) zijn berekend. De overeenstemming is zeer bevredigend.

De meetopstelling

Bij Philips' Phonographische Industrie te Baarn is een meetopstelling gemaakt waarin met de gegeven theorie rekening is gehouden. Het licht valt onder een hoek van 45° op de grammofoonplaat en het waarnemen geschiedt vanuit dezelfde richting.

Fig. 8 toont het schema, *fig. 9* een foto van deze opstelling. Een collimator C levert een evenwijdige lichtbundel met een doorsnede van 10 bij 10 cm. Deze valt op de half doorlatende spiegel M_1. De doorgelaten bundel treft de linkerhelft van de grammofoonplaat G onder een hoek van 45° en belicht daar een rechthoek van 10 bij 14 cm, die alle groefwindingen omvat. Het gereflecteerde licht keert terug naar de spiegel M_1, en deze kaatst een deel ervan omlaag naar de gewone spiegel M_2, die een hoek van 45° met de verticaal maakt. De uittredende stralen lopen dus horizontaal.

De spiegel M_1 richt ongeveer de helft van het uit de collimator komende licht verticaal omhoog. Dit licht wordt door de gewone spiegel M_3 onder 45° op de rechterhelft van de grammofoonplaat geworpen, waar het eveneens een rechthoek van 10 bij 14 cm belicht; β moet men hier opvatten als 135°. Het binnen deze rechthoek gereflecteerde licht treedt via M_1 en M_2 horizontaal naar buiten.

In de spiegel M_2 neemt men dus twee beelden naast elkaar waar: links het beeld dat afkomstig is van de linker-, rechts het beeld dat afkomstig is van de rechterhelft van de plaat, met $\beta = 45°$

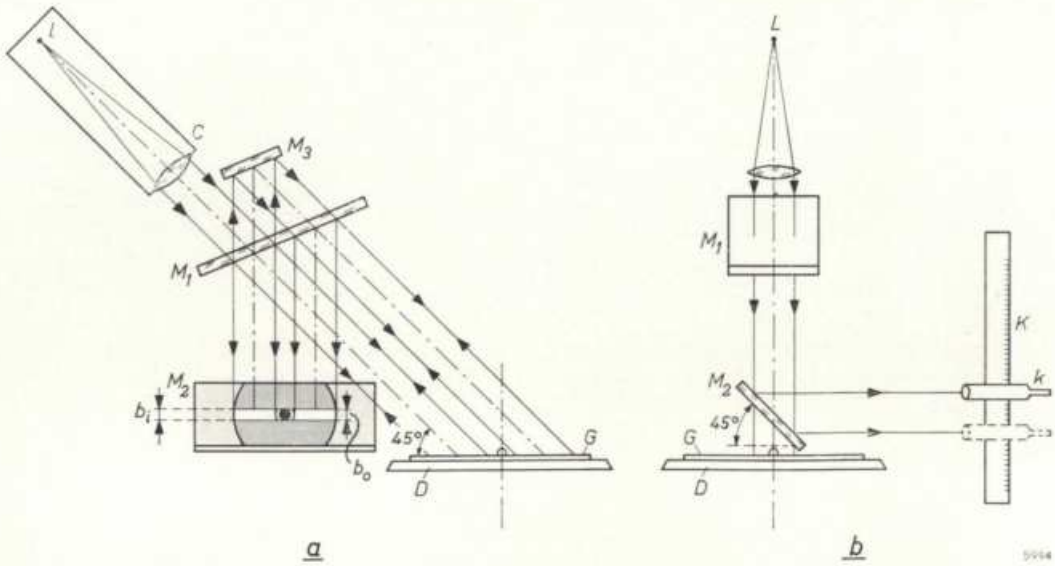


Fig. 8. Meetopstelling, *a*) van voren, *b*) van opzij gezien. G is de te onderzoeken grammofoonplaat. D draaischijf. C collimator. M_1 half doorlatende spiegel. M_2 en M_3 gewone spiegels. K kathetometer, met kijker k.

In de spiegel M_2 ziet men twee beelden naast elkaar. Het linkse is afkomstig van de linker-, het rechtse van de rechterhelft van de plaat (overeenkomend met de voorste resp. achterste helft in fig. 1). Hun breedte (in deze opstelling hoogte), b_i resp. b_o, meet men met de kathetometer.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

resp. 135°. De verticale afmeting van deze beelden is de gezochte lichtbandbreedte b_i resp. b_o, en deze bepaalt men (tot op 0,1 mm nauwkeurig) met behulp van de kathetometer K, zonder dat de lichtbundel of de grammofoonplaat verplaatst behoeft te worden. Als men in de kijkhoek een fout van maximaal $\pm 2°$ aanvaardt (d.w.z. in $\hat{v}$ een fout van maximaal 0,16 dB bij $\alpha = 45°$ of van 0,3 dB bij $\alpha = 90°$), kan ook de kathetometer op zijn plaats blijven.

Daar de spiegel M_1 bij iedere reflexie of doorlating ongeveer de helft van het erop vallende licht verlo-

De maximale breedte die men op de beschreven manier kan meten, bedraagt 10 cm. Dit correspondeert bij een 78-toerenplaat met een maximale laterale snijsnelheid van 40,8 cm/s, en bij een $16\frac{2}{3}$-toerenplaat met 8,7 cm/s.

Tot slot geven wij enige foto's die gemaakt zijn van „Westrex" meetplaten in de opstelling. Op elke kant van deze twee platen is eerst met 78,26 omw/min een reeks sinustonen geregistreerd die oplopen van 1 tot 15 kHz met stappen van 1 kHz, en vervolgens met 33,33 omw/min en met kleinere snijsnelheid een reeks sinustonen die stapsgewijs af-

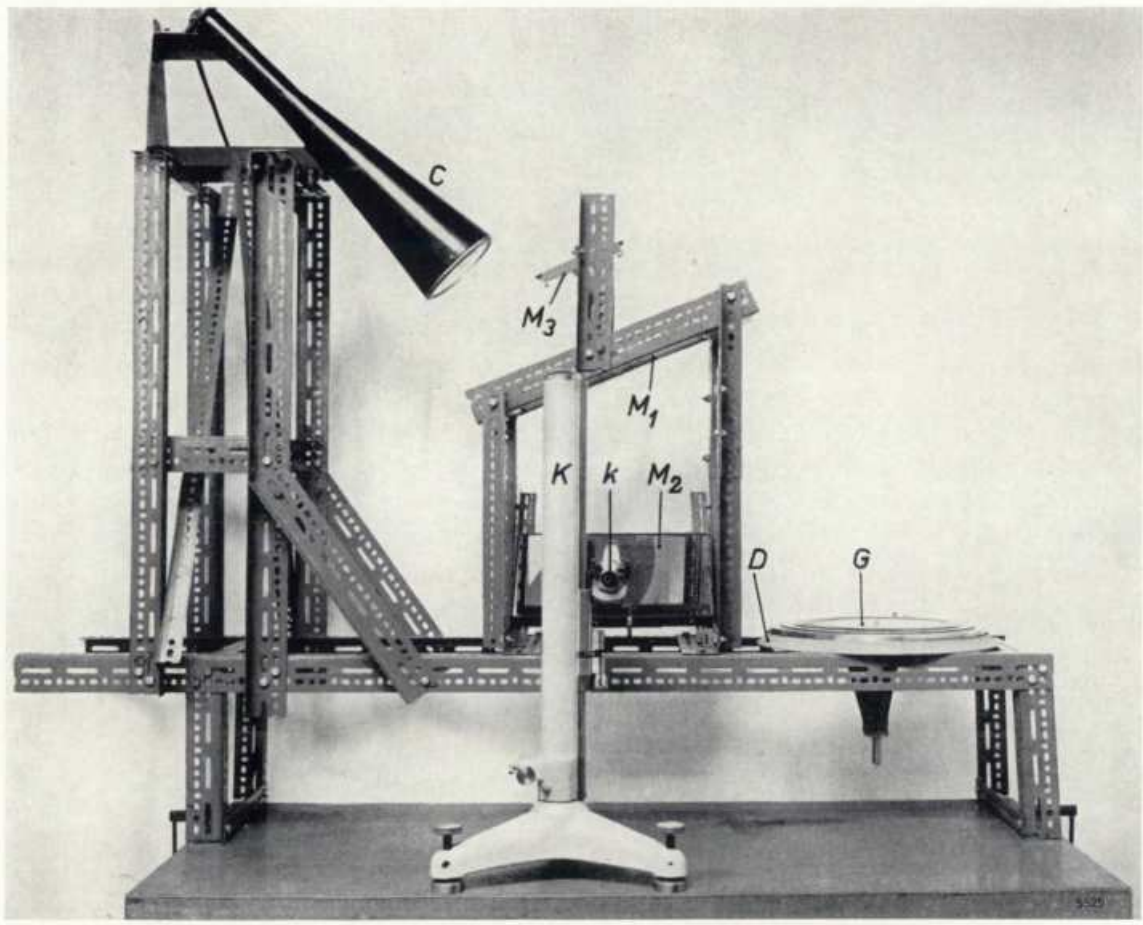


Fig. 9. De opstelling volgens fig. 8; betekenis van de letters als daar. De kathetometer staat in werkelijkheid 1,85 m vóór de spiegel M_2. De optische afstand van de kijker tot de linker- en de rechterplaathelft is 2,77 resp. 2,85 m.

ren laat gaan, moet de collimator een aanzienlijke lichtstroom leveren en voert men de meting uit in een verduisterd vertrek.

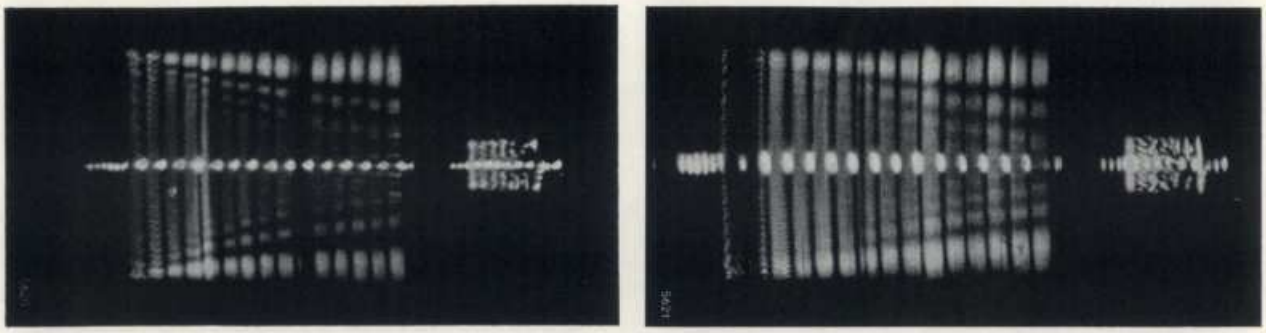
Is de geregistreerde toon vrij laag, dan ziet men de reflecterende punten gescheiden. Het is dan wenselijk, de plaat tijdens de meting te laten draaien (ca. 20 omw/min). De plaat ligt daartoe op een draaischijf.

lopen van 1000 tot 30 Hz. Dit programma is bij de ene plaat aan één kant lateraal, aan de andere kant verticaal geregistreerd, en bij de andere plaat onder 45°, aan de ene zijde op de binnen-, aan de andere zijde op de buitengroefwand.

Fig. 10 heeft betrekking op de lateraal gemoduleerde kant van de eerste plaat, *fig. 11* op de zijde van de tweede plaat met het signaal op de binnen-

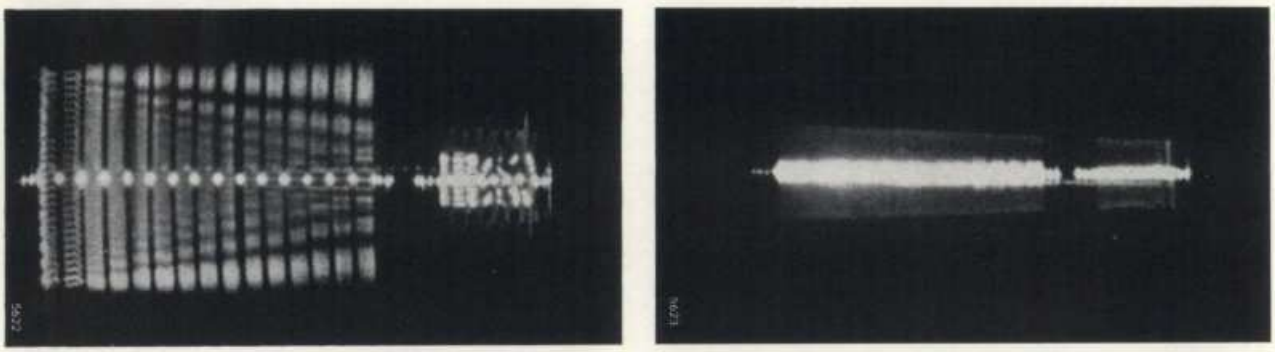
Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



a *b*

Fig. 10. Foto's, gemaakt met in de opstelling een „Westrex" meetplaat, met de lateraal gemoduleerde kant boven (deze kant is ook te zien in fig. 1), *a*) voorste (linker-), *b*) achterste (rechter-) deel van de plaat. Op deze plaat is eerst bij 78,26 omw/min een reeks sinustonen geregistreerd waarvan de toonhoogte met stappen van 1 kHz oploopt van 1 tot 15 kHz, en vervolgens bij 33,33 omw/min een reeks sinustonen waarvan de toonhoogte stapsgewijs daalt van 1000 tot 30 Hz. In beide reeksen blijkt de snijsnelheid behoorlijk constant te zijn.



a *b*

Fig. 11. Als fig. 10, nu echter met een andere „Westrex" meetplaat, waarop hetzelfde programma is geregistreerd, evenwel alleen op de binnengroefwand (flankmodulatie). Ook hier is in beide reeksen tonen de snijsnelheid vrijwel constant, zie (*a*). Uit (*b*) blijkt dat er enig overspreken op de buitengroefwand is.

groefwand. Fig. 10*a* en 11*a* tonen het beeld van de linker-, fig. 10*b* en 11*b* dat van de rechterhelft van de plaat. Uit fig. 10*a*, 10*b* en 11*a* blijkt dat de snijsnelheid behoorlijk constant is. Fig. 11*b* laat een smalle lichtband zien, die wijst op de aanwezigheid van enig overspreken.

Samenvatting. In 1930 hebben Buchmann en Meyer een optische methode gepubliceerd voor het meten van de maximale snijsnelheid waarmee op een meetgrammofoonplaat een sinustoon is geregistreerd. Zij hebben namelijk afgeleid dat deze snelheid evenredig is met de breedte van de lichtband die men onder bepaalde omstandigheden op de plaat waarneemt. Deze methode voldeed voor lateraal gemoduleerde monofone platen (snijhoek $\alpha = 0°$), maar vaak niet voor stereoplaten ($\alpha = 45°$). De oorzaak blijkt te zijn dat slechts voor laterale registratie het verband tussen de snijsnelheid $\hat{v}$ en de lichtbandbreedte b onafhankelijk is van de hoek β waaronder men de plaat waarneemt (en waaronder tevens het licht op de plaat valt). Bij stereoplaten en ook bij verticaal gemoduleerde monofone meetplaten ($\alpha = 90°$) is het verband tussen $\hat{v}$ en b afhankelijk van β. Een algemene formule wordt afgeleid die $\hat{v}$ geeft als functie van b, α en β. Kiest men $\beta = 45°$, dan geldt de eenvoudige betrekking van Buchmann en Meyer ook voor stereoplaten (behoudens een factor $\sqrt{2}$) en voor verticaal gemoduleerde platen. Experimenten hebben de theoretische beschouwingen bevestigd.

Tot slot wordt een meetopstelling beschreven — vervaardigd en in gebruik bij Philips' Phonographische Industrie te Baarn — waarin met behulp van spiegels de voorwaarde van lichtinval en waarneming onder een hoek $\beta = 45°$ is verwezenlijkt. Enige opnamen worden getoond die met deze opstelling zijn gemaakt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

MONTAGE VAN COMMUNICATIEZENDERS VOOR 5 kW

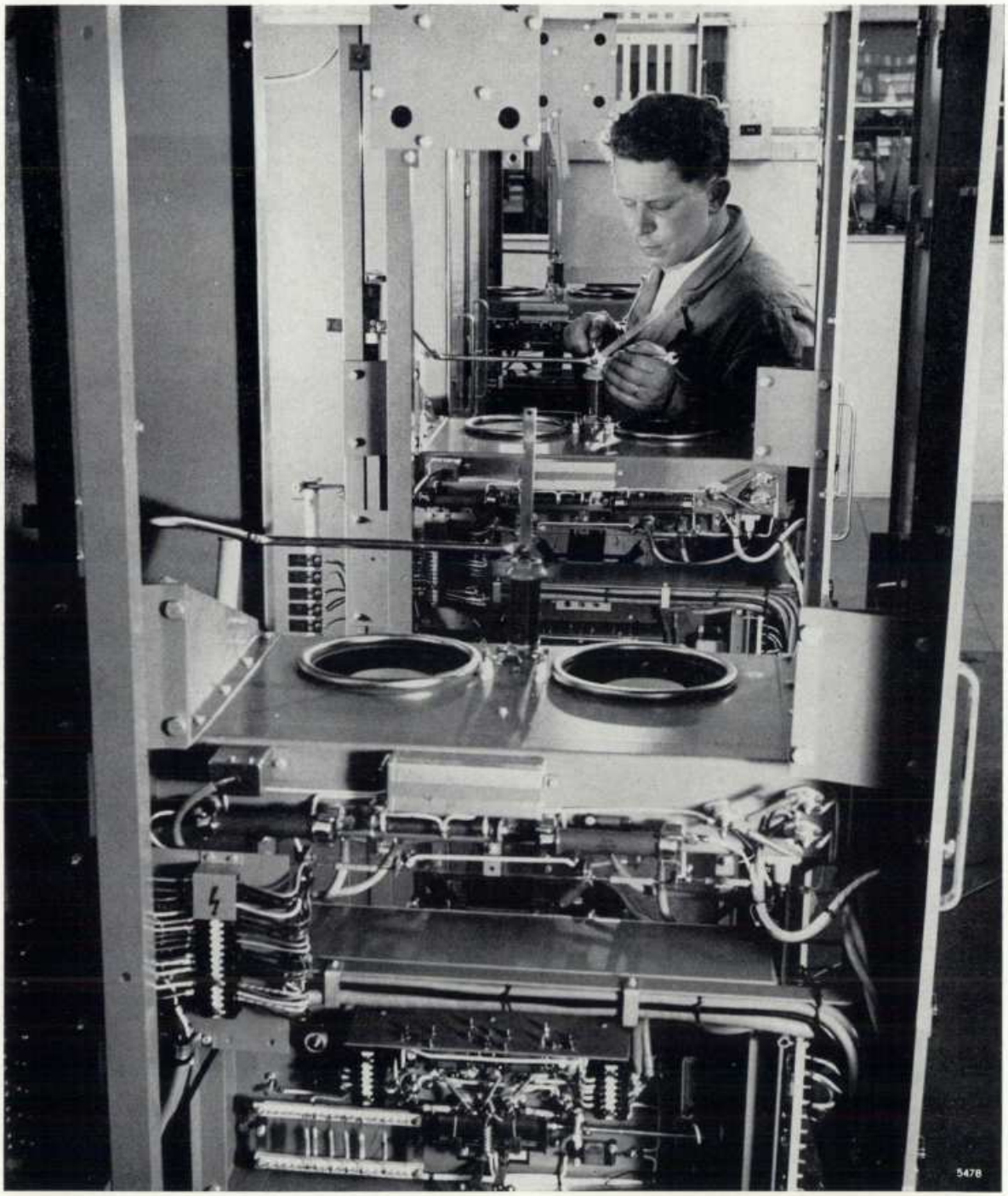


Foto Maurice Broomfield

De foto toont het monteren van 5-kW-communicatiezenders in de fabriek van de N.V. Philips' Telecommunicatie-Industrie te Huizen. Zenders van dit type bestaan uit een voedingskast, één of meer hoogfrequentiekasten en eventueel een modulatorkast. Elke hoogfrequentiekast is afgestemd op een vaste frequentie. Wanneer het wegens gewijzigde voortplantingscondities wenselijk wordt, over te gaan op een andere frequentie, schakelt men met twee handbewegingen de in gebruik zijnde hoogfrequentiekast uit en een andere in.

Op de foto staat de monteur achter de tweede van drie uit de kasten geschoven binnenfreems. Hij is bezig, de hoogspanningsleiding aan te brengen die de ontkoppelcondensator moet verbinden met de eindtrap. Deze laatste is een in zijn geheel vervangbaar chassis, dat hier nog niet op zijn plaats is aangebracht.

In de voorste kast ziet men beneden het stuurtrapblok en daarboven het luchtkanaal, dat de koellucht voor de twee eindbuizen aanvoert. Deze zijn in balans geschakeld.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

DE INVLOED VAN NIET-LINEAIR GEDRAG VAN EEN REGISTREERTOESTEL OP DE EIGENSCHAPPEN VAN EEN REGELKRING

door C. H. LOOS *).

621-53.001:621.317.7.087.6

In aansluiting op de artikelen over toepassing van regeltheorie die in de beide voorgaande nummers van dit tijdschrift verschenen zijn, volgt hier een artikel waarin een element besproken wordt dat zich bij grote variatiesnelheid van het ingangssignaal niet-lineair gedraagt. Bij het kwalitatieve onderzoek naar de stabiliteitseigenschappen van een regelkring waarin dit element is opgenomen, wordt gebruik gemaakt van de vuistregel die geformuleerd werd in het tweede van de zojuist genoemde artikelen. Men komt hierbij tot de verrassende conclusie dat de stabiliteit van de behandelde kring niet monotoon varieert met de genoemde variatiesnelheid, maar een minimum vertoont.

Inleiding

Voor het meten en registreren van belangrijke grootheden wordt ook in industriële installaties meer en meer gebruik gemaakt van registreertoestellen (registrerende millivoltmeters) waarvan de werking berust op automatische compensatie van de te meten spanning door middel van een servomechanisme. De schakeling van deze toestellen is in principe gelijk aan de van ouds bekende schakeling van Poggendorf (*fig. 1a*), met dien verstande dat het nulinstrument hier is vervangen door een versterker die de motor aandrijft welke het glijcontact van de potentiometer in beweging brengt (fig. 1*b*). Aan dit glijcontact is een schrijfstift of een pen bevestigd. Wil men niet-elektrische grootheden meten, dan worden die eerst in een elektrisch signaal omgezet.

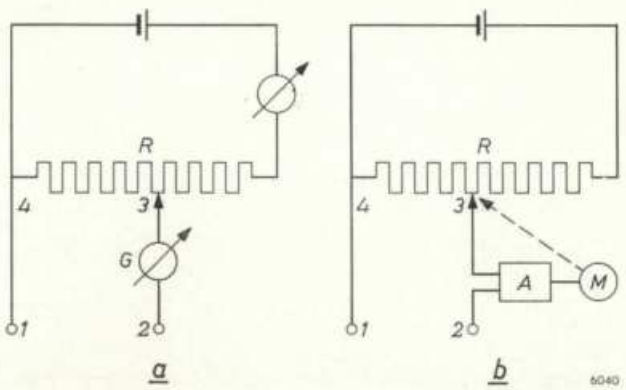


Fig. 1. *a*) Compensatieschakeling volgens Poggendorf voor het meten van een spanning. De te meten spanning wordt aangelegd aan de klemmen *1* en *2*. Men verplaatst vervolgens het contact *3* tot de (zeer gevoelige) meter *G* niet meer uitslaat. Het potentiaalverschil tussen de punten *3* en *4* is dan gelijk aan de te meten spanning en kan berekend worden uit de stroom die door *R* vloeit en de weerstand die zich tussen *3* en *4* bevindt. *b*) In een registreerapparaat is *R* een potentiometer met een glijcontact dat bewogen wordt door een motor *M*. Deze wordt gevoed door het door *A* in hoge mate versterkte potentiaalverschil tussen *2* en *3*. Zodra dit nul is geworden, blijft het glijcontact stilstaan.

Dikwijls moeten de geregistreerde grootheden ook automatisch geregeld worden. Het is daarbij soms mogelijk het registreertoestel zelf als deel van de regelaar te gebruiken, en wel als versterker. Men brengt daartoe een tweede potentiometer aan, die gevoed wordt met een constante spanning die veel groter is dan de spanning over de meetpotentiometer, en waarvan het glijcontact gelijk-op beweegt met dat van de meetpotentiometer. Op deze wijze kan men gemakkelijk een versterking van b.v. 5000× bereiken en aldus de regeling op bijzonder eenvoudige wijze doen plaatsvinden.

Een aldus gemodificeerd registreertoestel is alleen een lineair element indien de veranderingen van het ingangssignaal zo traag zijn dat het glijcontact (de „pen") ze kan volgen. We zullen in dit artikel onderzoeken wat er gebeurt indien aan deze eis niet voldaan is. Er zal daarbij blijken dat er b.v. instabiliteitsverschijnselen kunnen optreden in een regelkring die behalve het registreertoestel nog twee elementen met de overbrengingsverhouding $(1 + j\omega\tau)^{-1}$ bevat [1]). Indien het registreertoestel een ideale versterker was, zou een dergelijke kring voor iedere waarde van de versterking stabiel moeten zijn [2]). Opvallend genoeg neemt de mate waarin

*) Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

[1]) Voorbeelden van regelkringen met lineaire elementen vindt men o.a. bij M. van Tol, Philips techn. T. **23**, 79-88, 1961 (no. 3), alwaar ook het begrip overbrengingsverhouding besproken wordt.

[2]) Het verband tussen kringversterking en stabiliteit vindt men behandeld in M. van Tol, Philips techn. T. **23**, 114-118, 1961 (no. 4).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de stabiliteit in gevaar gebracht wordt — we formuleren dit aanstonds wat strenger —, niet monotoon toe met de discrepantie tussen de vereiste snelheid van de pen en de maximaal mogelijke. Indien deze discrepantie zeer groot wordt, neemt het gevaar weer af!

Het glijcontact zal een veranderend signaal niet meer volgen wanneer de versterker A (fig. 1*b*) overstuurd wordt. De versterker geeft dan, ongeacht de waarde van de spanning tussen *2* en *3*, zijn maximale uitgangssignaal af en de pen beweegt zich in dit geval derhalve met een constante snelheid. Ook in die gevallen waarin de versterker niet overstuurd wordt, volgt de pen een veranderend signaal uiteraard niet exact: de motor kan slechts draaien wanneer de spanning tussen *2* en *3* ongelijk nul is. De afwijking is kleiner naarmate de versterkingsfactor van A groter is, en nadert theoretisch tot nul als de versterkingsfactor oneindig groot wordt. Legt men tussen *1* en *2* een constant signaal aan, dan wordt, als de motor zich als een ideale integrator gedraagt, de afwijking op den duur natuurlijk wèl nul.

We zullen thans eerst aan de hand van twee figuren kwalitatief laten zien hoe de uitgangsspanning van het instrument verloopt indien de ingangsspanning te snel varieert. We voeren daarbij reeds direct de vereenvoudigingen in die noodzakelijk zijn om de theoretische behandeling van het gedrag van het instrument niet te gecompliceerd te maken. Het meest algemene geval is voorgesteld in *fig. 2*. Hierin stelt de streeplijn het ingangssignaal voor en de getrokken lijn het uitgangssignaal. Voor het gemak is de versterking gelijk één gesteld. Als het ingangssignaal zo snel varieert dat de pen het niet kan volgen, beweegt deze zich met een constante snelheid (lijnstuk AB). Dit duurt voort totdat de snelheid van het ingangssignaal zoveel verminderd is dat de pen het weer kan inhalen (punt B). De pen volgt nu het verloop van de ingangsspanning totdat (punt C) de snelheid waarmee deze verandert, weer te groot wordt. Vanaf dat ogenblik verandert de uitgangsspanning weer lineair met de tijd (lijnstuk CD) enz.

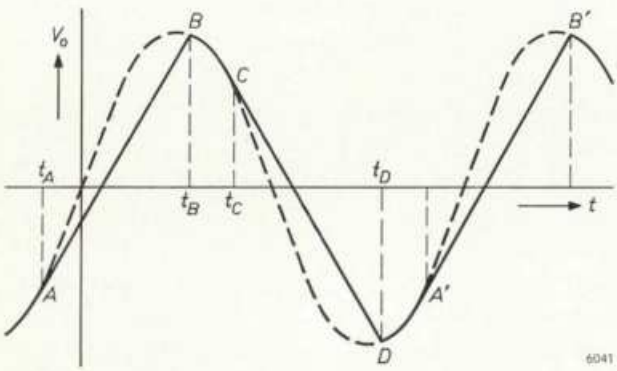


Fig. 2. Uitgangsspanning van een tot regelapparaat verbouwd registreerapparaat indien de maximale snelheid waarmee het ingangssignaal verandert, een wat grotere pensnelheid vereist dan de maximumsnelheid die het apparaat kan opbrengen. Alleen tussen B en C (resp. D en A' enz.) volgt de pen het ingangssignaal. Buiten deze gebieden beweegt hij zich eenparig met zijn maximale snelheid.

Vergroot men nu de frequentie of de amplitude van het uitgangssignaal, dan komen de punten B en C enz. steeds dichter bij elkaar te liggen en ten slotte gaat het signaal over in een driehoekspanning (*fig. 3*).

Samenvattend kunnen we dus opmerken dat bij toenemende frequentie en/of amplitude de versterking aanvankelijk lineair is. Wordt er een zekere grens overschreden, dan krijgen we het geval

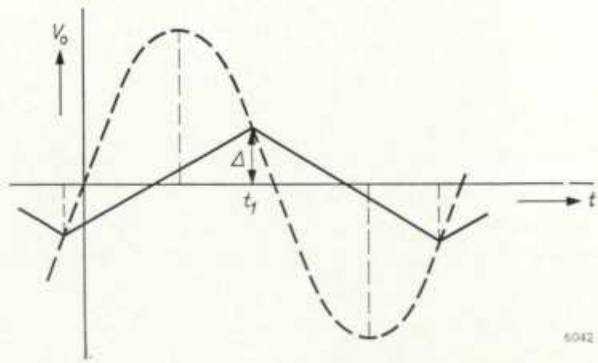


Fig. 3. Indien de maximale waarde van de snelheid waarmee het ingangssignaal verandert, de maximale pensnelheid aanmerkelijk overschrijdt is het uitgangssignaal een driehoekspanning.

van fig. 2 en ten slotte, na een tweede grensoverschrijding, het geval van fig. 3. We zullen dit thans in wiskundige vorm brengen. Daarna zullen we het gedrag van het apparaat als element in een regelkring onderzoeken met behulp van de zg. methode van de *beschrijvende functie*, ook wel genoemd de methode van de *equivalente linearisering*. Zoals de laatstgenoemde naam reeds zegt, wordt het probleem hierbij behandeld alsof men met een lineair element te doen had, en wel door het uitgangssignaal dat optreedt bij een sinusvormig ingangssignaal, te benaderen door zijn eerste Fourier-component. Men kan dan voor deze sinusvormige signalen weer een overbrengingsverhouding opstellen — de beschrijvende functie — juist zoals dat bij lineaire elementen gebeurt. In tegenstelling echter tot de overbrengingsverhouding van een kring met uitsluitend lineaire elementen, kan deze beschrijvende functie, behalve de frequentie, ook de amplitude van het ingangssignaal bevatten.

Voor het beoordelen van de stabiliteit van een regelkring die een niet-lineair element bevat, is de beschrijvende functie vaak uitstekend bruikbaar. Daar de hogere Fourier-componenten van een uitgangssignaal met een frequentie in de buurt van de afsnijfrequentie, in de overige elementen van

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de kring meestal sterk verzwakt worden, is het, als het na een rondgang door de kring weer aan de ingang van het niet-lineaire element verschijnt, inderdaad nagenoeg sinusvormig geworden en met zeer goede benadering te beschouwen als uitsluitend afkomstig van de genoemde eerste Fourier-component.

Berekening van de overbrengingsverhouding

Voor het berekenen van de overbrengingsverhouding van het registreerapparaat gaan we uit van een sinusvormig ingangssignaal met amplitude U. Afgezien van de beperkte snelheid van de schrijver, beschouwen we het apparaat als een ideale versterker met versterkingsfactor A. Daar de grootte van A op het gedrag van het apparaat geen invloed heeft — uiteraard wel op dat van een regelkring waarin het is opgenomen —, stellen we A in het volgende gelijk één.

De snelheid waarmee het ingangssignaal $U \sin \omega t$ varieert, is $\omega U \cos \omega t$. Zolang ωU kleiner is dan overeenkomt met de maximumsnelheid B van de pen, gedraagt het apparaat zich lineair.

We zullen thans eerst het geval bezien van fig. 3, waarbij de pen het ingangssignaal in 't geheel niet meer volgt en het uitgangssignaal een driehoekspanning is. De hellingscoëfficiënt van de rechten is $+B$ resp. $-B$, de amplitude Δ van het signaal (de halve top-topwaarde) is $\pi B/2\omega$. De eerste Fourier-component (eerste harmonische) van een driehoekssignaal met amplitude Δ (zie aanhangsel) is:

$$\frac{8\Delta}{\pi^2} \sin(\omega t + \varphi), \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

De amplitudeverhouding van de eerste harmonische van uitgangs- en ingangssignaal is dus:

$$\frac{4}{\pi} \times \frac{B}{\omega U}. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

De fazehoek φ vinden we snel door te bedenken dat de topwaarde van het uitgangssignaal en dus ook die van de eerste harmonische daarvan, optreedt op het ogenblik waarop ook het ingangssignaal (in het tweede kwadrant) de waarde $\pi B/2\omega$ heeft, en de topwaarde van het ingangssignaal als $\omega t = \pi/2$ is. Hieruit volgt:

$$\varphi = \frac{\pi}{2} - \left(\pi - \arcsin \frac{\pi B}{2\omega U}\right) = -\frac{\pi}{2} + \arcsin \frac{\pi B}{2\omega U}. \quad \ldots \quad (3)$$

Alvorens het geval van fig. 2 te behandelen, gaan we na welke de hierboven genoemde „grenzen" zijn. We zagen reeds dat het gedrag van het apparaat lineair is als $\omega U < B$ is, ofwel als $B/\omega U > 1$ is.

Het geval van fig. 3 — driehoekige uitgangsspanning — treedt op als $-\omega U \cos \omega t_1 > B$, d.w.z. als $\omega U \cos \arcsin \frac{\pi B}{2\omega U} > B$, dus als:

$$\sqrt{1 - \left(\frac{\pi B}{2\omega U}\right)^2} > \frac{B}{\omega U}.$$

Dit is het geval als:

$$\frac{B}{\omega U} < \frac{1}{\sqrt{1 + \pi^2/4}},$$

ofwel als:

$$\frac{B}{\omega U} < 0{,}538.$$

Het geval van fig. 2 treedt dus op in het gebied

$$0{,}538 < \frac{B}{\omega U} < 1. \quad \ldots\ldots \quad (4)$$

Berekent men nu de eerste Fourier-component van het uitgangssignaal als dit deels sinusvormig is en deels lineair met de tijd verloopt (zie Aanhangsel) dan vindt men voor de amplitude van de eerste sinusterm:

$$b_1 = \frac{U}{\pi} \{\pi - \arccos p - k(p) - \sin k(p) \cos k(p) + p\sqrt{1 - p^2} + 2p \sin k(p)\}, \quad \ldots \quad (5)$$

en voor die van de eerste cosinusterm:

$$a_1 = \frac{U}{\pi} \{\cos k(p) - p\}^2. \quad \ldots \quad (6)$$

Hierin is $p = B/\omega U$ en $k = \omega t_B$ (vgl. fig. 2). Hieruit kan men direct de amplitudeverhouding ($\sqrt{a_1^2 + b_1^2}/U$) en de fazedraaiing (arc tg a_1/b_1) voor het desbetreffende gebied van p-waarden afleiden. Combineert men het resultaat met die voor de gebieden $p > 1$ en $p < 0{,}538$, en construeert men het Bode-diagram — met als abscis de grootheid $\omega U/B$ ofwel $1/p$ —, dan krijgt men *fig. 4*. Zoals men ziet, lijken de karakteristieken sterk op die van een lineair element met één tijdconstante τ_R ter grootte $\pi U/4B$. Deze tijdconstante is dus evenredig met de amplitude van het ingangssignaal en omgekeerd evenredig met de maximale schrijfsnelheid.

Een karakteristiek verschil is dat voor p-waarden groter dan 1 de versterking exact constant is, en de fazedraaiing exact nul. In dit gebied ge-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

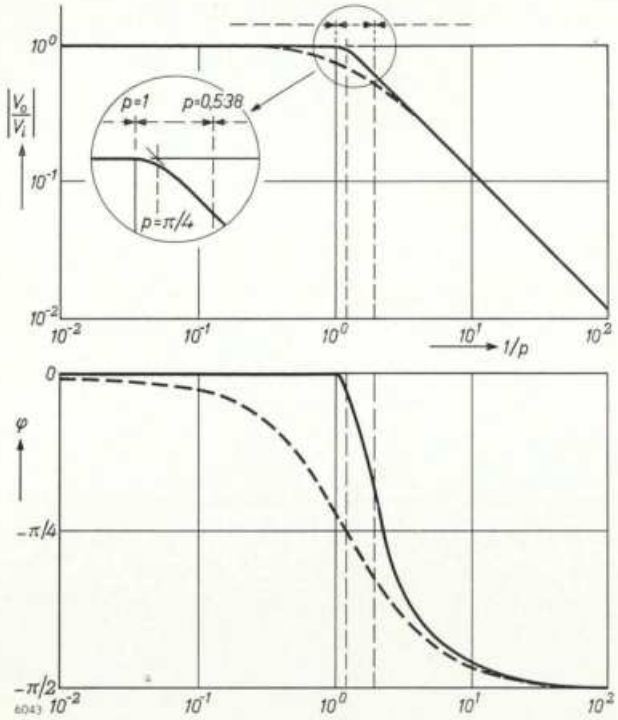


Fig. 4. Frequentiekarakteristieken in de vorm van een Bode-diagram van een registreerapparaat. Langs de abscis is uitgezet de grootheid $1/p\ (=\omega U/B)$. Men kan de krommen benaderen door die van een element met één tijdconstante τ_R die de waarde $\pi U/4B$ heeft (streeplijnen).

draagt het instrument zich niet als een element met één tijdconstante maar immers als een ideale versterker. *Fig. 5* toont het Nyquist-diagram. Ook dit is zo uitgezet dat een punt ervan niet geldt voor een zekere waarde van ω maar van $1/p$. Hierbij valt nog op te merken dat alle punten waarvoor $0 < 1/p < 1$ is, samenvallen op de reële as.

Een registreerapparaat in een regelkring met twee tijdconstanten

We zullen thans nagaan welke de eigenschappen zijn van een regelkring volgens *fig. 6*. Hierin stellen R en A samen het registreerapparaat voor: R representeert het gedrag van het apparaat als zodanig en A de daarvan onafhankelijke versterking, die alleen bepaald wordt door de spanning welke men aan de tweede potentiometer aanlegt. De blokken I en II hebben beide een overbrengingsverhouding van de vorm $(1 + j\omega\tau)^{-1}$, maar met aanmerkelijk verschillende waarde van τ. Ingeval $p > 1$ is, gedraagt het registreerapparaat zich als een ideale versterker en is de kring stabiel. Voor $p < 1$ levert R echter ook een bijdrage tot de fazedraaiing, zodat deze in principe groter dan 180° kan worden en er instabiliteit kan optreden. We zullen dit aanstonds nader bezien.

Eerst echter willen we er de nadruk op leggen dat voor de stabiliteitsbeschouwing de situatie bij een kring die een niet-lineair element bevat, enigszins verschilt van die bij een kring met louter lineaire elementen. Het Nyquist-diagram bevat hier immers niet één kromme waaraan men slechts behoeft na te gaan of hij al dan niet het punt (—1, 0) omvat, maar een schaar krommen, met als parameter een amplitude — in ons geval de amplitude van het signaal dat, door welke oorzaak dan ook, optreedt aan de ingang van het registreerapparaat. Men dient, om zeker te zijn van stabiliteit, de kringversterking zodanig te kiezen dat die kromme van de zojuist genoemde schaar die het grootste stuk

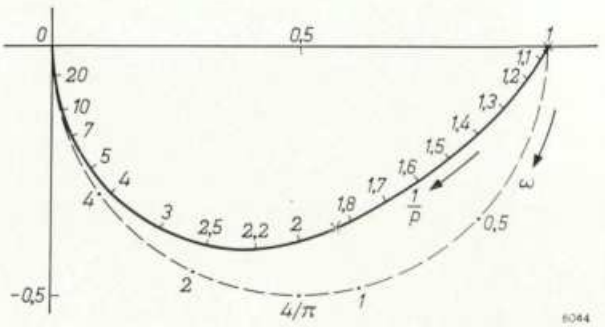


Fig. 5. Nyquist-diagram behorende bij fig. 4. Ten einde één kromme te kunnen tekenen in plaats van een schaar, is als variabele weer de grootheid $1/p$ gekozen. De kruisjes markeren resp. de punten $p=1$ en $p=0{,}538$. De streeplijn geldt, evenals in fig. 4, voor een element met overbrengingsverhouding $(1 + j\omega\pi U/4B)^{-1}$. Hier slaan de bijgeschreven getallen uiteraard wèl op ω.

van de negatieve reële as afsnijdt, het punt (—1, 0) niet omvat. Heeft dit stuk geen eindige waarde, dan is stabiliteit in 't geheel niet mogelijk.

Kwalitatief krijgt men een goed inzicht in het gedrag van de regelkring van fig. 6 met behulp van de in het aangehaalde artikel [2]) afgeleide vuistregel. Deze luidde dat in een regelkring die, behalve een ideale versterker, uitsluitend elementen bevat waarvan $G(j\omega) = (1 + j\omega\tau)^{-1}$, de maximaal toelaatbare kringversterking A_{max} gelijk is aan τ_1/τ_2. Hierin is τ_1 de grootste en τ_2 de op een na grootste tijdconstante. Is $A = \tau_1/\tau_2$, dan is de versterking tot 1 gedaald in het tweede knikpunt van de dubbel-

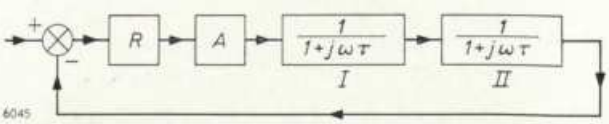


Fig. 6. Blokschema van regelkring. bestaande uit een registreertoestel R, een ideale versterker met versterkingsfactor A en verder nog uit twee elementen met overbrengingsverhouding $G(j\omega) = (1 + j\omega\tau)^{-1}$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

logaritmische amplitudekarakteristiek, d.w.z. bij een fazedraaiing van 135° (90° door het blok met τ_1 en 45° door dat met τ_2). Weliswaar correspondeert het knikpunt bij het registreerapparaat met een fazedraaiing die iets kleiner is dan 45°, maar dat maakt voor de geldigheid van het betoog geen verschil.

Gaan we uit van een situatie waarin τ_R de grootste van de tijdconstanten is ($\tau_1 = \tau_R$), dan bepaalt τ_R de ligging van het eerste knikpunt (*fig. 7a*)

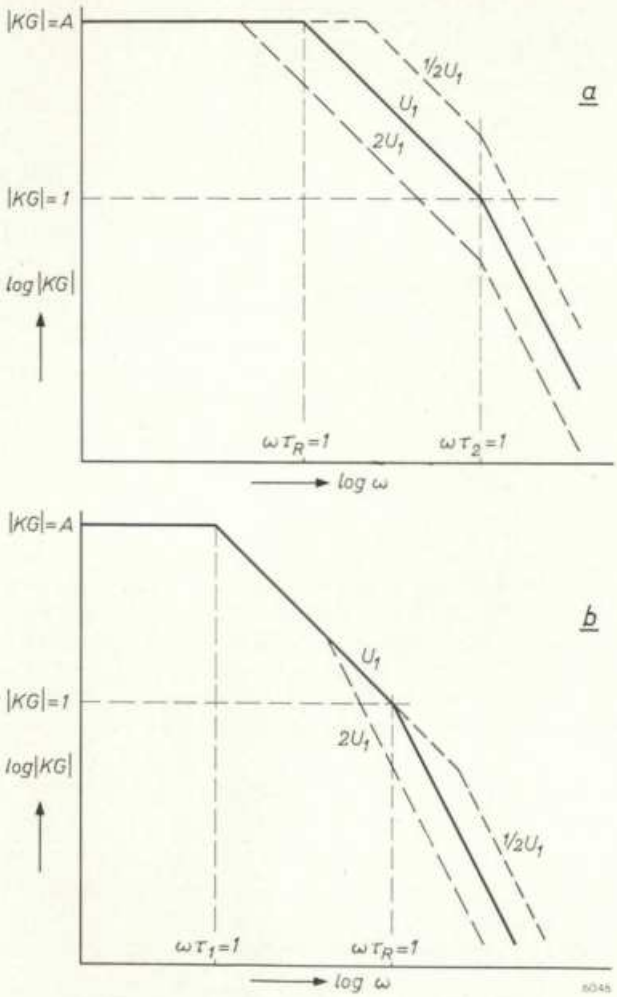


Fig. 7. Door rechte lijnen benaderd Bode-diagram van de regelkring van fig. 6. *a*) De tijdconstante τ_R van R is de grootste van de drie tijdconstanten. Neemt de amplitude U toe (met de andere parameters constant), dan schuift het eerste knikpunt naar links en wordt de versterking bij $\omega = 1/\tau_2$ kleiner, zodat de stabiliteit toeneemt. *b*) τ_R is de op één na grootste tijdconstante en bepaalt de ligging van het tweede knikpunt. Bij toenemende amplitude neemt de stabiliteit af.

en leidt een vergroting van U — de beginwaarde noemen we U_1 — tot een grotere stabiliteit, verkleining tot een geringere stabiliteit. Is τ_R de op één na grootste tijdconstante (fig. 7*b*), dan bepaalt τ_R het tweede knikpunt en reageert de stabiliteit juist omgekeerd op variaties van U.

Laten we U een zo groot gebied doorlopen dat τ_R begint met de op één na grootste tijdconstante te zijn en eindigt met de grootste te zijn, en beginnen we met een stabiele toestand ($A = \tau_1/\tau_R$), dan zien we dus dat met toenemende U de stabiliteit afneemt — en er op den duur eventueel instabiliteit optreedt —, maar dat de stabiliteit weer gaat toenemen zodra τ_R de grootste tijdconstante geworden is. De stabiliteit is dus geen monotone functie van U, maar vertoont een minimum als τ_R ongeveer gelijk is aan de grootste van de twee vaste tijdconstanten.

Een belangrijke consequentie van het bovenstaande is dat een regelkring van het type van fig. 6 ingeval van instabiliteit niet gaat oscilleren met een steeds toenemende amplitude, maar dat er een stationaire toestand ontstaat (zie hieronder). Door de in deze toestand optredende amplitude en frequentie te meten voor diverse waarden van de twee vaste tijdconstanten, hebben we de juistheid van de hierboven gegeven theorie experimenteel kunnen verifiëren.

We zullen dit kwantitatief uitwerken voor het geval dat de twee vaste tijdconstanten aan elkaar gelijk zijn. Indien we de overbrengingsverhouding van het registreerapparaat benaderen door $(1 + j\omega\tau_R)^{-1}$ met $\tau_R = \pi U/4\,B$ (zie hierboven), dan wordt de overbrengingsverhouding KG van de gehele (open) regelkring gegeven door:

$$KG = \frac{A}{(1 + j\omega\tau)^2 (1 + j\omega\tau_R)} = \frac{A}{(1 - \omega^2\tau^2 - 2\omega^2\tau\tau_R) + j(2\omega\tau + \omega\tau_R - \omega^3\tau^2\tau_R)}.$$

Het Nyquist-diagram hiervan, voor het geval dat $A = 10$ is en de beide vaste tijdconstanten één seconde zijn, vindt men in *fig. 8*. Er is hier dus weer

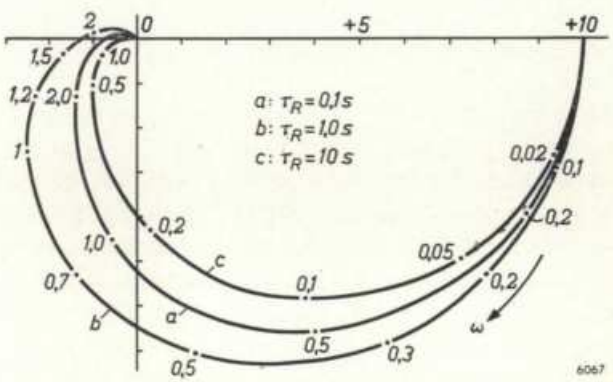


Fig. 8. Nyquist-diagram van de regelkring van fig. 6 voor het geval dat de twee vaste tijdconstanten beide 1 seconde zijn en $A = 10$ is. Men vindt een schaar krommen met als parameter de tijdconstante τ_R van het registreerapparaat. Voor $\tau_R = 0{,}1$ s en 10 s is de gesloten kring stabiel, voor $\tau_R = 1{,}0$ s niet. De getallen bij de krommen geven weer de desbetreffende waarden van ω.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

niet één kromme, maar een schaar krommen met τ_R als parameter. De drie getekende krommen hebben betrekking op gevallen waarbij τ_R gelijk is aan 0,1 resp. 1,0 resp. 10 seconde. Zoals men ziet, is de gesloten kring wèl stabiel in de twee extreme gevallen maar niet als $\tau_R = 1$ s is.

Het gedrag van de stabiliteit als functie van τ_R — d.w.z. als functie van U/B — kunnen we afleiden uit de verplaatsing van het punt waar de KG-kromme de negatieve reële as snijdt. We stellen daartoe het imaginaire deel gelijk nul:

$$\omega(2\tau + \tau_R - \omega^2\tau^2\tau_R) = 0. \quad . . \quad (7)$$

De kromme snijdt de negatieve reële as ($\omega \neq 0$) derhalve als:

$$\omega^2 = \frac{2\tau + \tau_R}{\tau^2\tau_R}. \quad . . . . . \quad (8)$$

De coördinaat van het snijpunt is:

$$\frac{A}{1 - \{\tau^2 + 2\tau\tau_R\}\left\{\frac{2\tau + \tau_R}{\tau^2\tau_R}\right\}} = \frac{A\tau\tau_R}{-2(\tau+\tau_R)^2}. \quad (9)$$

Uit (9) kan men direct afleiden dat het genoemde snijpunt de oorsprong onbeperkt nadert als τ_R zeer klein of zeer groot wordt. De absolute waarde van de reële coördinaat wordt maximaal als $\tau_R = \tau$. Door dit in (9) te substitueren, vindt men dat deze maximumwaarde gelijk is aan $A/8$. Als $A > 8$ is, zoals in het voorbeeld van fig. 8, is er dus een gebied van τ_R-waarden waarvoor de kring instabiel is. Met (9) kan men de grenzen τ_R' en τ_R'' van dit gebied berekenen. Men vindt:

$$\tau_R' = \tfrac{1}{4}\tau\{(A-4) - \sqrt{A(A-8)}\}, \quad (10a)$$

en

$$\tau_R'' = \tfrac{1}{4}\tau\{(A-4) + \sqrt{A(A-8)}\}. \quad (10b)$$

Laat men τ_R — ofwel, bij vaste B, de amplitude U — van een kleine waarde toenemen, dan gaat het systeem dus oscilleren zodra τ_R de waarde τ_R' passeert. Hierdoor neemt de amplitude uit zichzelf verder toe tot een waarde die overeenkomt met τ_R''. Het systeem blijft dan met deze amplitude oscilleren met een frequentie die gegeven wordt door:

$$\omega^2 = \frac{2\tau + \tau_R''}{\tau^2\tau_R''}. \quad . . . . \quad (11)$$

Experimenteel bleken de gemeten oscillatiefrequenties en -amplitudes goed te voldoen aan de theoretisch afgeleide relaties.

Aanhangsel: Berekening van de eerste Fourier-componenten van het uitgangssignaal

De amplitudes b_n en a_n van de n-de sinus- resp. cosinusterm van de in een reeks van Fourier ontwikkelde periodieke functie f(x), worden gegeven door de formules:

$$b_n = \frac{1}{\pi}\int_{-\pi}^{+\pi} f(\xi)\sin n\xi\, d\xi, \quad . . . . \quad (12a)$$

en

$$a_n = \frac{1}{\pi}\int_{-\pi}^{+\pi} f(\xi)\cos n\xi\, d\xi. \quad . . . . \quad (12b)$$

Schrijft men de n-de harmonische in de vorm

$$\sqrt{a_n^2 + b_n^2}\,\sin(\omega t + \varphi_n),$$

dan is de fazehoek φ_n gelijk aan arc tg a_n/b_n. Indien f(x) niet in het hele gebied van $-\pi$ tot $+\pi$ beschreven kan worden door één analytische functie, moet men de in (12) voorkomende integralen splitsen in afzonderlijke integralen waarvan de grenzen die zijn waarbinnen de desbetreffende uitdrukking voor f(x) geldt. Bij de berekening van de eerste Fourier-component van de driehoekige uitgangsspanning (fig. 3) zullen we de faze buiten beschouwing laten — die is immers al langs andere weg gevonden — en het nulpunt van de tijdas zodanig kiezen dat we kunnen volstaan met een sinusreeks. We vinden dan:

$$b_1 = \frac{2}{\pi}\int_0^{\pi/2}\frac{2A}{\pi}x\sin x\,dx + \frac{2}{\pi}\int_{\pi/2}^{\pi}\frac{2A}{\pi}(\pi-x)\sin x\,dx = 8A/\pi^2. \quad (13)$$

Ten einde de eerste Fourier-component van het uitgangssignaal te kunnen berekenen als dit deels sinusvormig is en deels lineair met de tijd verloopt (het geval van fig. 2), moeten we nagaan op welke tijdstippen een bepaald deel overgaat in het volgende. We beschouwen eerst de overgang van een sinusvormig naar een lineair deel (fig. 2, punt A). Voor het desbetreffende tijdstip t_A geldt:

$$\omega U\cos\omega t_A = B,$$

ofwel:

$$\omega t_A = -\arccos B/\omega U. \quad . . . . . \quad (14)$$

Stelt men $B/\omega U = p$, dan kan men met (14) de waarde V_A van de uitgangsspanning V_0 die optreedt op $t = t_A$, en die gelijk is aan $U\sin\omega t_A$, herleiden tot:

$$V_A = -U\sqrt{1-p^2}. \quad . . . . . \quad (15)$$

De vergelijking van het lijnstuk AB wordt dus:

$$V_0 = -U\sqrt{1-p^2} + B(t + \frac{1}{\omega}\arccos p). \quad . . \quad (16)$$

Het punt B, waar de uitgangsspanning weer sinusvormig wordt, vinden we door na te gaan voor welke waarde van t de door (16) beschreven rechte de sinuslijn snijdt:

$$U\sin\omega t_B = -U\sqrt{1-p^2} + B(t_B + \frac{1}{\omega}\arccos p). \quad (17)$$

Stelt men $\omega t_B = k$, dan gaat (17) over in:

$$\sin k + \sqrt{1-p^2} = +kp + p\arccos p. \quad . . \quad (18)$$

Deze vergelijking is niet analytisch op te lossen, zodat er geen

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

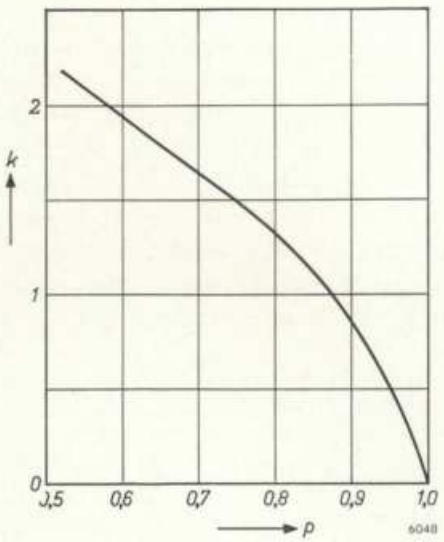


Fig. 9. Het verloop van de grootheid $k(=\omega t_B)$ als functie van de grootheid $p(=B/\omega U)$.

formule voor t_B uit af te leiden is. We hebben hem daarom grafisch opgelost. In *fig. 9* ziet men hoe $k\ (=\omega t_B)$ in het gebied $0{,}538 < p < 1$ varieert met $p\ (=B/\omega U)$. De vier uitdrukkingen voor $f(\xi)$ die we hier moeten gebruiken en de grenzen waartussen deze gelden, vindt men samengevat in het volgende tabelletje.

functie	ondergrens $\omega t =$	bovengrens $\omega t =$
$Bt+Up\arccos p-U\sqrt{1-p^2}$	$-\arccos p$	k
$U\sin\omega t$	k	$\pi-\arccos p$
$-Bt+Up\pi-Up\arccos p$ $+U\sqrt{1-p^2}$	$\pi-\arccos p$	$\pi+k$
$U\sin\omega t$	$\pi+k$	$2\pi-\arccos p$

Het feit dat k slechts numeriek berekend kan worden, maakt het niet onmogelijk de integraties analytisch uit te voeren (zie (5) en (6)). Numeriek rekenwerk is eerst nodig als men het verloop van de coëfficiënten a_1 en b_1 met p wil bepalen.

Samenvatting. Wanneer de snelheid waarmee het ingangssignaal verandert een zekere waarde te boven gaat, kan de pen van een registreerapparaat dit signaal niet meer volgen. Hij gaat dan eenparig bewegen met zijn maximumsnelheid B. In een dergelijk geval is het apparaat niet meer te beschouwen als een lineair en traagheidsloos element. De frequentiekarakteristieken die men vindt als men het uitgangssignaal benadert door zijn eerste Fourier-component, blijken sterk te lijken op die van een element met één tijdconstante. De waarde van deze tijdconstante is hier echter evenredig met de amplitude U van het ingangssignaal en omgekeerd evenredig met B. Neemt men dit element op in een regelkring waarin nog twee andere tijdconstanten voorkomen, dan is de stabiliteit daarvan een functie van U. De stabiliteit blijkt het grootst te zijn bij zeer kleine èn bij zeer grote U.

STRALINGSOVENS UIT VROEGER EEUWEN

662.997:621.472

De koolboogbeeldoven, waarvan de toepassing als laboratoriuminstrument in dit nummer (blz. 143) beschreven wordt, heeft talrijke voorlopers gehad. Het gebruik van lenzen of spiegels om keuken- of tempelvuur te ontsteken door de straling van de zon, was in de Oudheid bekend [1]). In de 16de en 17de eeuw hadden stralingsovens een plaats in het arsenaal van metallurg en alchemist verkregen. In 1540 vermeldt Biringuccio [2]) een spiegel met een diameter van ongeveer 1 voet, waarmee men een gouden dukaat kon smelten. Glauber [3]) geeft omtrent 1650 op, hoe groot een spiegel moet zijn voor bepaalde doeleinden: 1 spanne (= 9 duim) voor het ontbranden van hout, 2 spannen voor het smelten van tin, lood en bismut, 4 of 5 spannen voor het smelten van goud en zilver en ook voor het smeedbaar maken van ijzer. Robert Hooke wilde op dit idee zelfs een soort temperatuurschaal baseren.

Aan het eind van de 17de eeuw, de eeuw waarin de eerste lenzenstelsels voor telescopen waren geconstrueerd en het lenzenslijpen een grote vlucht had genomen, werd de spiegels een tijdlang door de lenzen de loef afgestoken. Pas later, toen men de techniek van het parabolisch slijpen van spiegels onder de knie kreeg (J. Short, 1710-1768, en W. F. Herschel, 1738-1822, die grote astronomische successen boekte met zijn telescoopspiegel van 48 duim diameter), konden de spiegels weer concurreren, en ze lieten toen de, nog met chromatische fouten behepte, lenzenstelsels in scheidend vermogen ver achter zich. Voor de stralingsverhit-

[1]) Euclides, Catoptrica, par. 31 (Opera omnia, deel VII, uitg. Heiberg, 1895). Zie verdere bronnen in R. J. Forbes, Studies in ancient technology, VI, Brill, Leiden 1958.
Enkele andere in het volgende vermelde gegevens zijn te danken aan een persoonlijke mededeling van prof. Forbes.

[2]) V. Biringuccio, De la Pirotechnia libri X, Roffinello, Venetië 1540.

[3]) J. R. Glauber, Opera mineralis, Amsterdam 1651. De „normale" ovens had Glauber tevoren behandeld in zijn boek: Furni nuovi philosophici, Amsterdam 1648. Zie voor een en ander: History of Technology, Oxford University Press 1957, deel III, hfdst. 2, door C. S. Smith en R. J. Forbes.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ting echter was de afbeelding van de zon door lenzen goed genoeg, en zo zien we aan het eind van de 17de en in het begin van de 18de eeuw ettelijke zeer grote lenzenstelsels ontstaan voor gebruik als stralingsovens in de laboratoria.

Verscheidene van deze lenzenstelsels zijn bewaard gebleven. In het Deutsches Museum te München staat een „brandtoestel" met een objectief-lens van 75 cm diameter (*fig. 1*), dat omtrent 1700 te Dresden werd geconstrueerd door de wis- en natuurkundige

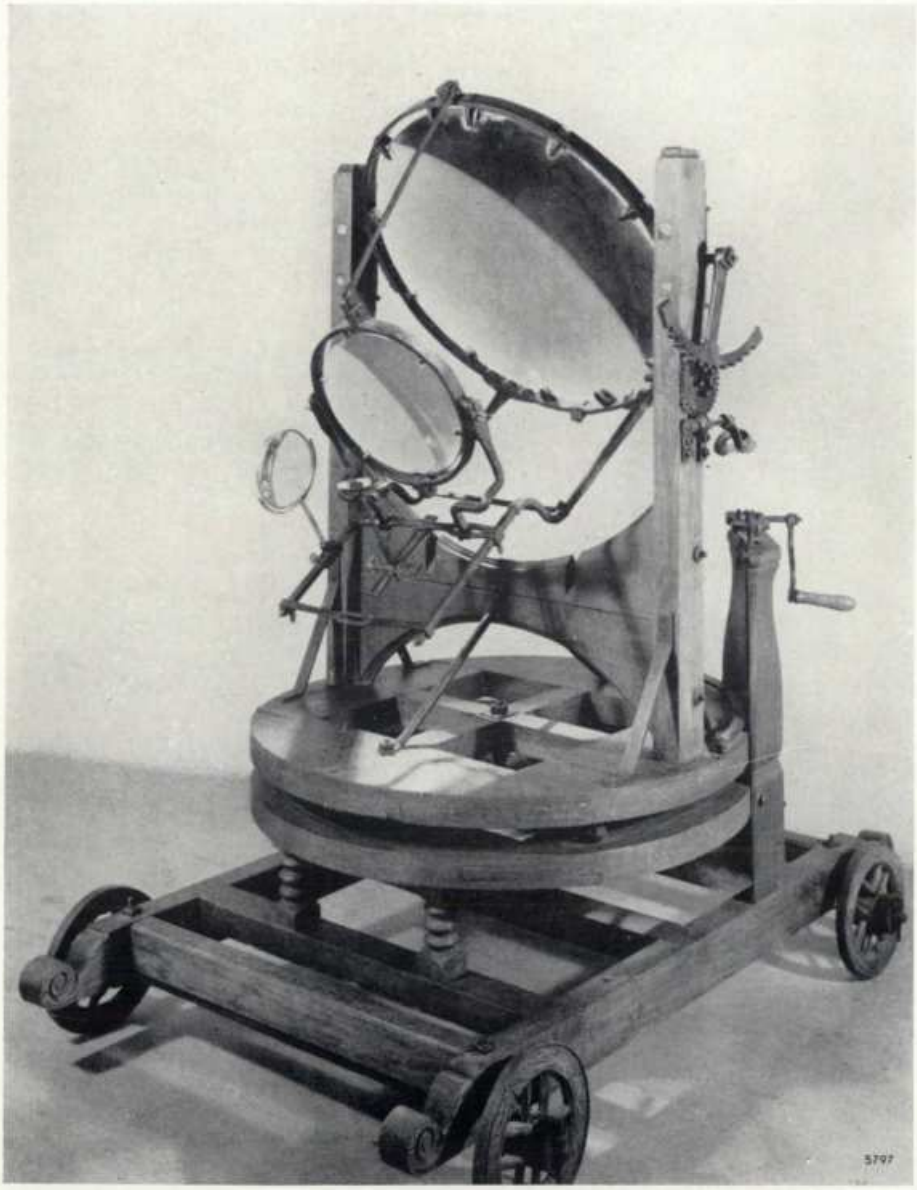


Fig. 1. Brandtoestel van E. W. von Tschirnhaus, uit het laatst van de 17de eeuw. (Gereproduceerd met toestemming van Deutsches Museum, München.)

E. W. von Tschirnhaus, die als de Europese uitvinder van het porselein moet worden beschouwd (in China werd porselein al veel eerder gefabriceerd). Het ligt voor de hand, aan te nemen dat Von Tschirnhaus deze toestellen (hij heeft er blijkbaar verschillende laten maken) bij zijn proeven in verband met de porseleinfabricage heeft gebruikt.

Een soortgelijk, wat minder groot instrument (diameter van de objectieflens ca. 37 cm) bevindt zich in het Museo di Storia della Scienza te Florence [4]). Dit instrument is in 1690 vervaardigd door Benedetto Bregans (weer wordt Dresden als plaats van herkomst genoemd), en het was vermoedelijk bestemd voor alchemistische proefnemingen. In 1710 gaf Bregans het toestel ten geschenke aan Groothertog Cosimo III van Toscane. Interessant bij dit Florentijnse toestel is, dat het in latere jaren toepassing gevonden heeft

[4]) Maria L. Bonelli, The burning glass of Benedetto Bregans of Dresden, „Florence" **11**, no. 2, blz. 22, 1960.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

bij een wetenschappelijk onderzoek door Humphrey Davy en zijn toenmalige assistent, Michael Faraday. Davy en Faraday bezochten in 1814 Florence, en Davy profiteerde van de gelegenheid om met het te Florence aanwezige brandtoestel de verbranding van diamant nader te onderzoeken — een onderwerp waarmee o.a. ook Lavoisier zich reeds in 1772 had beziggehouden [5]). In het dagboek, dat Faraday bijhield, geeft hij een nauwkeurige beschrijving van het experiment. Zijn relaas begint aldus: „Heden deden wij de grootse proef van het verbranden van diamant, en de optredende verschijnselen waren wel buitengewoon fraai en belangwekkend". De diamant was bij deze proef geplaatst in een geperforeerd platina kroesje in het midden van een met zuivere zuurstof gevulde glazen bol („inhoud 22 kubieke duim"). De verhitting door het zonnebeeld van „het brandglas van de Hertog" gedurende drie kwartier — met onderbrekingen ter afkoeling van de glazen bol — deed de diamant, die geleidelijk scheen te slinken en ondoorzichtig te worden, ten slotte vlam vatten, waarna hij zonder verdere verhitting in enkele minuten verbrandde.

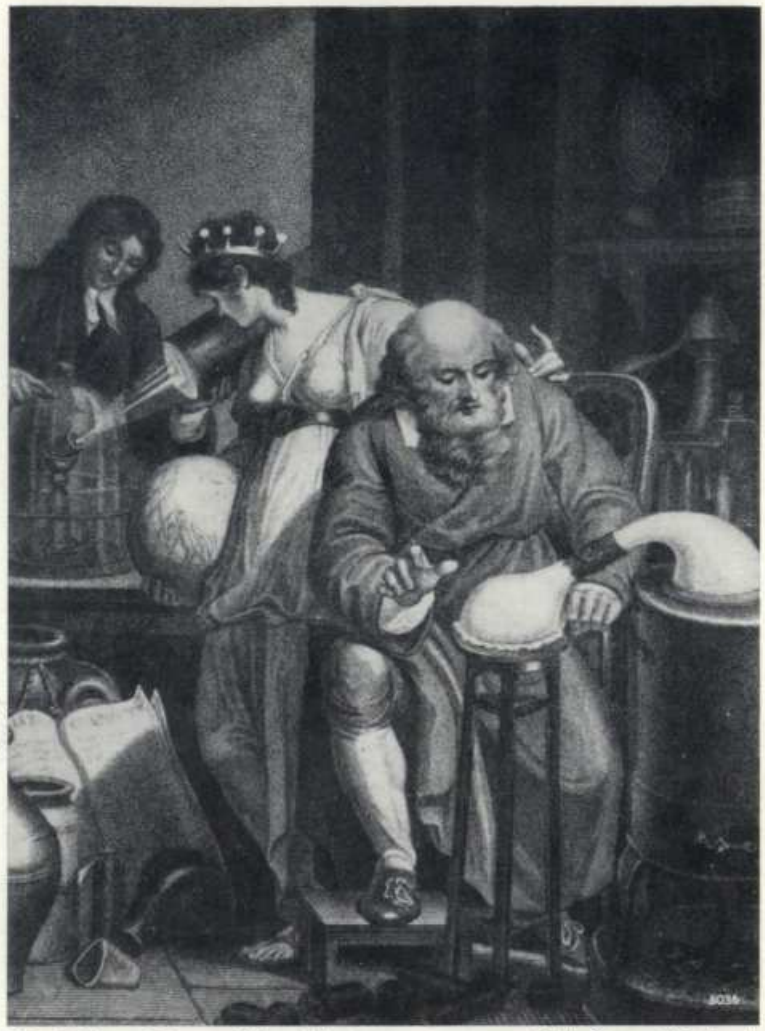


Fig. 2. Mezzotint van John Chapman naar een schilderij van Richard Corbould uit 1805, dat symbolisch de Scheikunde op de tweesprong voorstelt. De chemicus op de achtergrond is bezig, een oxyde door verhitting in een zonneoven te ontleden, waardoor zuurstof wordt bereid. (Gereproduceerd met medewerking van Prof. John Read, University of St. Andrew, Schotland. Zie: J. Read, The alchemist in life, literature and art, Nelson, Londen 1947.)

De in *fig. 2* gereproduceerde ets naar een schilderij van Corbould uit 1805 geeft een aardig beeld, hoe de opstelling bij de beschreven proef er kan hebben uitgezien. In die jaren maakte de scheikunde een omwenteling door, met de weerlegging van de phlogistontheorie als verklaring van het verbrandingsproces. Op het schilderij ziet men de Scheikunde, allegorisch voorgesteld als een bekroonde jeugdige schone, weifelend tussen „oud en „nieuw", die gesymboliseerd zijn door oud en jong. De jonge chemicus demonstreert de bereiding van zuurstof in een zonneoven met een lenzenstelsel.

Overigens zijn de aangehaalde proeven van Lavoisier met een spiegel gedaan, en ook b.v. Priestley gebruikte omtrent die tijd een brandspiegel om kwikoxyde te ontleden [6]). Er is dus slechts een periode van enkele decennia geweest waarin de schilderachtige grote lenzenstelsels ontstonden.

[5]) Zie b.v Abbé Rozier, Observations sur la Physique, sur l'Histoire Naturelle et sur les Arts, vol. 2 (1772), blz. 108-111 („Résultat de quelques expériences faites sur le diamant par MM. Macquer Cadet et Lavoisier de l'Académie Royale des Sciences").

[6]) J. Priestley, Philosophical Transactions vol. **65**, 1775, brieven van 15 maart, 1 april en 29 mei.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLIKATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publikaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, op aanvraag overdrukken.

2897*: H. G. van Bueren: Imperfections in crystals (Noord-Hollandsche Uitgeversmij., Amsterdam 1960, 18 + 676 blz.).

Dit boek is in hoofdzaak geschreven voor natuurkundigen die werkzaam zijn op het gebied van de vaste stof en wier belangstelling uitgaat naar de invloed die onvolkomenheden in het kristalrooster uitoefenen op de eigenschappen van de door hen onderzochte materialen. Een groot aantal eigenschappen van vaste stoffen en de rol die onvolkomenheden hierbij spelen worden besproken. Veel aandacht is hierbij besteed aan de theoretische interpretatie van de besproken verschijnselen en aan hun onderlinge samenhang. Het boek is verdeeld in drie gedeelten, die achtereenvolgens behandelen: de algemene eigenschappen van onvolkomenheden in kristalroosters (4 hoofdstukken, samen 110 blz.), de metalen (19 hoofdstukken, samen 400 blz.), en de niet-metalen (8 hoofdstukken, samen 143 blz.). In lijsten bij de afzonderlijke hoofdstukken worden in totaal ca. 1000 publikaties aangehaald.

2898: E. E. Havinga: Contribution to the theory of the dielectric properties of the alkali halides (Phys. Rev. **119**, 1193-1198, 1960, no. 4).

In een formule van Szigeti voor de dispersie van diagonaal kubische ionenkristallen van het type AB, komt als een empirische parameter een zg. „effectieve lading" voor, die varieert van 0,7 tot 0,9. Uitgaande van het ionenmodel van Dick en Overhauser, waarin de ionen hun normale lading hebben, is een correctiefactor voor de formule van Szigeti berekend, die in de plaats komt van deze effectieve lading. De gevonden relaties, die geen modelconstanten bevatten, zijn in goede overeenstemming met de experimentele gegevens. Aangetoond wordt verder dat Dick en Overhauser het aantal elektronen in de „schil" van hun model hebben overschat. Ten slotte wordt een verwant onderzoek van Hanlon en Lawson besproken.

2899: H. Bremmer: On the theory of wave propagation through a concentrically stratified troposphere with a smooth profile (J. Res. Nat. Bur. Standards **64 D**, 467-482, 1960, no. 5).

Oplossingen van de vergelijkingen van Maxwell in het geval van een gekromde, horizontaal gelaagde troposfeer, voor een elektrische of magnetische dipool nabij het aardoppervlak, kunnen worden verkregen in de vorm van eigenfuncties $f_l(r)\,P_l(\cos\vartheta)$, waarin r de afstand is van het punt van waarneming tot het middelpunt der aarde en ϑ de hoekafstand van de zender tot het punt van waarneming. De differentiaalvergelijking voor $f_l(r)$ kan worden opgelost met de methode van Wentzel-Kramers-Brillouin. De benadering hangt voornamelijk af van een functie $u_l(r)$, die kan worden geïnterpreteerd als een van de hoogte afhankelijke bijdrage tot de faze. Ontwikkeling van $u_l(r)$ door middel van partiële integraties leidt tot verdere benaderingen, waaruit de eigenwaarden l en de amplitudes van de diverse trillingswijzen kunnen worden gevonden. De invloed van een geleidelijke verandering van de brekingsindex n met de hoogte blijft dan beperkt tot de waarde van n en van zijn gradiënt nabij het aardoppervlak. Het effect van de hoogte van de antenne kan worden uitgedrukt door middel van de afstand van deze antenne tot zijn horizon. Hieruit volgen eenvoudige betrekkingen tussen de velden die beantwoorden aan twee vormen van de variatie van n, mits deze aan het aardoppervlak samenvallen.

A 24: P. Eckerlin en A. Rabenau: Die Struktur einer neuen Modifikation von Be_3N_2 (Z. anorg. allgem. Chemie **304**, 218-229, 1960, no. 3/4).

Er is een nieuwe hexagonale modificatie van Be_3N_2 verkregen door de bekende kubische modificatie tot boven 1400 °C te verhitten. De aanwezigheid van sporen van siliciumverbindingen blijkt de transformatie zeer te versnellen. De kristalstructuur is vastgesteld door röntgenonderzoek van monokristallen. De structuur blijkt de symmetrie te bezitten van de ruimtegroep $P6_3/mmc$. De elementaire cel bevat zes Be- en vier N-atomen en heeft de afmetingen $a = 2{,}841$ Å en $c = 9{,}693$ Å. De auteurs stellen voor, de kubische en de hexagonale modificatie resp. α-Be_3N_2 en β-Be_3N_2 te noemen.

A 25: H. G. Grimmeiss, R. Groth en J. Maak: Lumineszenz- und Photoleitungseigenschaften von dotiertem GaN (Z. Naturf. **15a**, 799-806, 1960, no. 9).

Beschrijving van een methode ter bereiding van galliumnitride bij lage temperatuur (350 °C), waarbij toevoeging van velerlei bijmengsels in gedoseerde hoeveelheden mogelijk is. De luminescentie is in afhankelijkheid van de bereidingswijze onderzocht en de samenhang tussen de emissiebanden en de verschillende bijmengsels is vastgesteld. Uit de doving van de luminescentie bij bestraling met infrarood, in combinatie met de ligging der emissiebanden, is een termschema opgesteld voor het geval dat Zn, Cd of Li als bijmengsels aanwezig zijn. Uit de meting van glimkrommen (Engels: „glow curves") is gebleken dat het optreden van kortgolvige emissiebanden (zg. satellieten) bij GaN waaraan niet bewust bijmengsels zijn toegevoegd, toegeschreven moeten worden aan vangplaatsen. Er wordt een methode besproken om monokristallen te maken. De fotogeleiding van dergelijke kristallen is onderzocht.

RECTIFICATIES

In het artikel „Neutronendiffractie", Philips techn. T. **23**, 1961 (no. 2), is bij fig. 3, blz. 38, verzuimd te vermelden dat deze figuur ontleend is aan B. O. Loopstra, JENER Publications no. 15, 1958.

In het artikel „Restgasonderzoek aan televisiebeeldbuizen met behulp van het omegatron", Philips techn. T. **23**, 1961 (no. 3), verbetere men de absciseenheden van fig. 13, 14 en 15 op blz. 100/101 als volgt: min moet zijn: uren, en s moet zijn: minuten.

In het artikel „Schakelingen voor verschilversterkers, II", Philips techn. T. **23**, 1961 (no. 4), dient bij formule (19) op blz. 119 nog de voorwaarde genoemd te worden dat R_b en $R_b' \ll R_i$; in fig. 28 op blz. 125 moet de onderste uitgangsklem van A geaard zijn; in formule (23) op blz. 127 moet de rechterterm gedeeld worden door T.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!